

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG STARKVERBREITETER HELIUM-IONENLINIEN

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Joachim Slupek
aus Bochum

Bochum 1984



Digitized by the Internet Archive
in 2026

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG STARKVERBREITETER HELIUM-IONENLINIEN

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der

Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Joachim Slupek
aus Bochum

Bochum 1984

Dissertation eingereicht am : 6.12.1984

Tag der mündlichen Prüfung : 23.1.1985

Referent : Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent : Prof. Dr. H.-J. Kunze

INHALTSVERZEICHNIS

1.	EINLEITUNG	3
2.	THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER STARKVERBREITERUNG VON WASSERSTOFFÄHNLICHEN IONENLINIEN	6
2.1.	Allgemeine Formulierung	9
2.2.	Quasistatische Näherung	12
2.3.	Stoßtheorie	14
2.4.	Unified Theory	20
2.5.	Ionendynamische Effekte	23
2.6.	Vergleich von HeII-Linienprofilen	25
3.	EXPERIMENTELLER AUFBAU UND PLASMADIAGNOSTIK	32
3.1.	Aufbau der Plasmalichtquelle	32
3.1.1.	Entladungsgefäß	32
3.1.2.	Elektrische Anordnung	35
3.2.	Optischer Aufbau	36
3.3.	Steuer- und Nachweiselektronik	38
3.4.	Bestimmung der Plasmaparameter	41
3.4.1.	Elektronendichte	42
3.4.2.	Elektronentemperatur	46
3.5.	Betriebsdaten der Entladung	50
4.	MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION	51
4.1.	Voruntersuchungen	51
4.2.	Durchführung der Profilmessungen	54
4.3.	HeII 468.6 nm (Paschen- α)	54
4.4.	HeII 164.0 nm (Balmer- α)	58
4.4.1.	Untersuchung der Selbstabsorption	59
4.4.2.	Einfluß der Feinstruktur	61
4.4.3.	Diskussion der Balmer- α Linienprofile	62

4.5.	HeII 121.5 nm (Balmer- β)	68
4.6.	Zusammenfassende Diskussion der Linien- profile und Schlußfolgerungen	74
5.	ZUSAMMENFASSUNG	77
6.	LITERATURVERZEICHNIS	80

1. EINLEITUNG

Die Starkverbreiterung von Spektrallinien ist von großer Bedeutung auf dem Gebiet der Plasmadiagnostik. Bei Plasmen vergleichsweise niedriger Dichte und Temperatur erlaubt die Messung starkverbreiterter Wasserstofflinien eine zuverlässige Bestimmung der Elektronendichte. An vollionisierten Plasmen höherer Temperatur und Dichte, die keine atomare Strahlung mehr emittieren, läßt sich die Starkverbreiterung dagegen nur noch an Ionenlinien untersuchen. Insbesondere bei lasererzeugten und laserkomprimierten Plasmen, die in der Fusionsforschung eine wesentliche Rolle spielen, ist die Verbreiterung von Ionenlinien die einzige Möglichkeit zur Bestimmung von Elektronendichten. Daher besteht heute ein großes Interesse an theoretischen und experimentellen Erkenntnissen über starkverbreiterte Ionenlinien.

Eine Sonderstellung nehmen dabei die Linien der isoelektronischen Sequenz des Wasserstoffs ein, da sich die theoretischen Grundlagen des Verbreiterungsmechanismus von Ionenlinien an diesem vergleichsweise einfachen Beispiel exemplarisch studieren lassen. Unter diesen wasserstoffähnlichen Ionen ist für experimentelle Untersuchungen insbesondere das einfach ionisierte Helium (HeII) wegen seiner guten Zugänglichkeit von Bedeutung. HeII ist eine in Laborplasmen wie auch astrophysikalischen Plasmen häufig vertretene Spezies, so daß die Beobachtung von HeII-Linien unmittelbar zur Untersuchung dieser Plasmen dienen kann. Darüberhinaus lassen sich am Beispiel des HeII die Ergebnisse der Theorie unmittelbar mit dem Experiment vergleichen; somit liefert die experimentelle Untersuchung von HeII-Linienprofilen auch einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der Starkverbreiterung von Ionenlinien allgemein.

Ein großer Teil der in der Vergangenheit durchgeführten Untersuchungen an HeII-Linien konzentriert sich auf die im sichtbaren Spektralbereich liegende Paschen- α Linie HeII 468.6 nm. Dabei zeigen die von verschiedenen Autoren /1 - 8/ gemessenen Linienprofile teilweise beträchtliche Abweichungen voneinander. Auch die Ergebnisse verschiedener theoretischer Rechnungen /9 - 11/ liefern widersprüchliche Resultate bezüglich der Linienbreite.

Vergleichsweise wenige, meist ältere Untersuchungen existieren für die im Vakuum-UV liegenden Balmerlinien HeII 164.0 nm (Balmer- α) /12 - 14/ und HeII 121.5 nm (Balmer- β) /3, 12, 14, 15/. Darüberhinaus zeigen die gemessenen Linienprofile noch größere Abweichungen untereinander als im Fall der Paschen- α Linie.

Auf der anderen Seite sind aber gerade die Balmerlinien theoretisch einfacher zu behandeln als die Paschenlinien, da der Rechenaufwand mit steigender Hauptquantenzahl der am Übergang beteiligten Niveaus erheblich zunimmt. Für die HeII-Balmerlinien - insbesondere Balmer- α - existieren heute eine Reihe von theoretischen Rechnungen /10, 11, 16, 17/. Ein unmittelbarer Vergleich der jüngeren Theorien /11, 16, 17/ mit dem Experiment steht noch aus, da diese zum Zeitpunkt der bisherigen experimentellen Untersuchungen /3, 12 - 15/ noch nicht verfügbar waren.

Ziel dieser Arbeit ist eine zuverlässige Messung der Linienprofile der HeII-Linien Balmer- α , Balmer- β und Paschen- α . Um eine Verbesserung der Genauigkeit gegenüber den früheren Untersuchungen zu erreichen, werden an das hier vorliegende Experiment folgende Anforderungen gestellt:

- Durch Einsatz einer verbesserten Plasmalichtquelle hoher Reinheit sollen Wasserstoffverunreinigungen vermieden werden, die zumindest in /15/ eine Verfälschung der beobachteten HeII Balmer- β Linie durch Wasserstoff Lyman- α Absorption verursacht.
- Die Entladungsparameter sind so zu wählen, daß - im Gegensatz zu /12, 14/ - insbesondere im kritischen Fall der HeII Balmer- α Linie der Einfluß optischer Dicke auf den Linienkern vernachlässigt werden kann.
- Die Plasmadiagnostik soll gegenüber /3, 12, 13, 15/ durch Einsatz eines He-Ne-Laserinterferometers wesentlich verbessert werden, das eine präzise und von Methoden der Linienverbreiterung unabhängige Bestimmung der Elektronendichte ermöglicht.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER STARKVERBREITERUNG VON WASSERSTOFFÄHNLICHEN IONENLINIEN

Die in jüngerer Zeit erzielten Fortschritte in der theoretischen Beschreibung von starkverbreiterten Linienprofilen neutraler Emitter haben ebenfalls zu einem genaueren Verständnis der Verbreiterung von Ionenlinien geführt. Ein wesentlicher Teil der neueren Untersuchungen konzentriert sich auf Linienprofile wasserstoffähnlicher Ionen /10, 11, 16, 17/. Die theoretische Behandlung dieser Linien erfolgt im wesentlichen mit den gleichen Methoden wie beim neutralen Wasserstoff /18/, wobei jedoch die elektrische Ladung der Emitter zusätzlich berücksichtigt werden muß. Im einzelnen führt dies bei der Berechnung von Ionenlinienprofilen zu folgenden Unterschieden gegenüber den Rechnungen für neutralen Wasserstoff:

1. Die in die quasistatische Behandlung des Ionenbeitrages zum Linienprofil eingehenden, von den Ionen erzeugten Mikrofeldstärken am Ort des geladenen Emitters sind wegen der Ionen-Ionen-Abstoßung im Mittel kleiner als bei neutralem Aufpunkt. In den Rechnungen muß daher eine modifizierte Mikrofeldverteilung benutzt werden, welche die Ladung des Aufpunktes berücksichtigt, wie z.B. die von Hooper /19/.
2. Bei der Berechnung von Starkprofilen für Neutrallinien wird die Dichtematrix des Gesamtsystems ρ separiert in eine Dichtematrix für das Plasma ρ^p und eine Dichtematrix für den Emitter ρ^e . Diese Separation ist korrekt unter der Annahme, daß die Wechselwirkung zwischen Plasma und Emitter die Wahrscheinlichkeit, das strahlende Atom bzw. Ion in einem bestimmten Anfangszustand $|i\rangle$ zu finden, nicht beeinflusst. Im Fall neutraler

Emitter ist diese Annahme in der Regel erfüllt /20/, jedoch nicht mehr notwendig für Ionen. Ein emittierendes Ion wird immer von einer Ladungsträgerwolke aus Plasmakonstituenten umgeben sein, deren Einfluß auf den Anfangszustand des Ions - insbesondere bei großer Ladungszahl Z - nicht ohne weiteres vernachlässigt werden darf. Quantitative Rechnungen von Lee /16/ zeigen, daß diese Einflüsse bei hochgeladenen Ionen, wie z.B. SiXIV, in der Tat einen wesentlichen Beitrag zum Linienprofil liefern. Bei kleinen Z jedoch, insbesondere bei HeII, ist die Separation der Dichtematrix ρ weiterhin gerechtfertigt und die Rechnungen können wie bei Neutrallinien durchgeführt werden.

3. Im Fall geladener Emitter enthält die Störer-Strahler-Wechselwirkung einen zusätzlichen Beitrag aufgrund des Coulomb-Monopolterms. Bei der Behandlung der Elektronenstöße in der Näherung klassischer Bahnen /21/ folgen die Störeelektronen daher hyperbolischen Bahnen und nicht mehr geradlinigen wie bei neutralen Emittern. Die endliche Reichweite des Störfeldes aufgrund der Debye-Abschirmung im Plasma läßt sich durch Einführung eines maximalen Stoßparameters berücksichtigen, der von der Größenordnung des Debye-Radius ist. Höhere Beiträge zur Abschirmung, die durch Elektron-Elektron-Korrelationen verursacht werden, führen zu zusätzlichen, im allgemeinen geringfügigen Abweichungen der Störeelektronenbahnen /22/.

Frühere Arbeiten zur Starkverbreiterung von Ionenlinien behandeln den Elektronenbeitrag zum Linienprofil auf der Basis der Stoßtheorie von Griem und Shen /9/. Hierbei sind im Rahmen unserer Untersuchungen insbesondere die Rech-

nungen von Kepple /10/ von Bedeutung, welche umfangreiche Tabellen für verschiedene HeII-Linienprofile liefern. In einer jüngeren Arbeit von Greene /11/ wird der Einfluß der Störelektronen nach der Unified Theory von Smith, Cooper und Vidal /23/ berechnet, deren Gültigkeitsbereich sich im Gegensatz zur Stoßtheorie nicht nur auf den Kern, sondern auch auf die Flügel des Linienprofils erstreckt.

Während in den oben erwähnten Arbeiten die Störionen stets in der quasistatischen Näherung behandelt werden, zeigen neuere experimentelle Untersuchungen von Wasserstofflinien und Linien des neutralen Heliums zum Teil beträchtliche Abweichungen von der Theorie, die sich auf den Einfluß der Relativbewegung von Emitter und Störionen zurückführen lassen /24 - 27/. Theoretische Ansätze zur Behandlung dieser ionendynamischen Effekte bei Ionenlinien finden sich in jüngeren Arbeiten von Greene /17/ und Lee /16/.

Ziel dieses Kapitels ist es, einen Überblick über die wesentlichen theoretischen Grundlagen der Starkverbreiterung von Ionenlinien zu geben. Dabei wird insbesondere auf die für das Verständnis der Unterschiede zwischen den verschiedenen Theorien wesentlichen Details eingegangen. Am Beispiel der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten HeII-Linien werden die Ergebnisse der Theorien untereinander verglichen.

2.1. Allgemeine Formulierung

Eine ausführliche Darstellung der theoretischen Grundlagen zur Beschreibung der Starkverbreiterung von Spektrallinien findet sich bei Baranger /21/. In diesem Abschnitt sollen die wesentlichen Ansätze zusammenfassend dargestellt werden.

Ausgangspunkt der Rechnungen ist die spektrale Strahlungsleistung $P(\omega)$ für spontane Dipolübergänge eines quantenmechanischen Systems:

$$P(\omega) = (4\omega^4 / 3c^3) L(\omega) \quad (1)$$

mit dem normierten Linienprofil

$$L(\omega) = \sum_{if} \delta(\omega - \omega_{if}) |\langle f | \underline{d} | i \rangle|^2 \rho_i. \quad (2)$$

Dabei ist ω_{if} die Frequenz des Übergangs vom Zustand $|i\rangle$ in den Zustand $|f\rangle$ und $\underline{d}$ das Dipolmoment des Strahlers. ρ_i stellt die Wahrscheinlichkeit dar, das System im Ausgangszustand $|i\rangle$ zu finden.

Für die weitere Rechnung ist es oft zweckmäßig, zur Fouriertransformierten des normierten Linienprofils überzugehen:

$$\Phi(t) = \sum_{if} e^{-i\omega_{if}t} |\langle f | \underline{d} | i \rangle|^2 \rho_i. \quad (3)$$

$\Phi(t)$ ist die Autokorrelationsfunktion des atomaren Dipolmoments /20/. Mit Hilfe der Dichtematrix ρ läßt sich $\Phi(t)$ dann als Spur darstellen:

$$\Phi(t) = \text{Sp} \left[\underline{d} T_g^\dagger(t) \underline{d} T_g(t) \rho \right] . \quad (4)$$

Dabei ist $T_g(t)$ der Zeitentwicklungsoperator

$$T_g(t) = e^{-iHt/\hbar} \quad (5)$$

mit dem Hamiltonoperator H des Gesamtsystems.

Die rein quantenmechanische Berechnung von $\Phi(t)$ nach Gl.(4) ist in der Praxis nicht durchführbar, da hierzu die Wellenfunktion des gesamten Systems mit den Koordinaten sämtlicher Teilchen benötigt wird. Eine wesentliche Vereinfachung erreicht man durch die Näherung klassischer Teilchenbahnen ("classical path approximation"), in der die Störteilchen als klassische Punktladungen betrachtet werden. Vernachlässigt man die Rückwirkung des Strahlers auf die Störteilchen, so läßt sich der Dichtoperator ρ des Gesamtsystems in einen Anteil ρ^e , der nur noch Strahlerkoordinaten (emitter) und einen Anteil ρ^p , der nur noch Störerkoordinaten (perturber) enthält, zerlegen:

$$\rho = \rho^e \cdot \rho^p \quad (6)$$

Die Problematik dieser Faktorisierung des Dichteoperators für die Behandlung von Ionenlinien wurde bereits im vorigen Abschnitt erwähnt. Mit dieser Näherung vereinfacht sich Gl.(4) dann zu:

$$\Phi(t) = \text{Sp} \left\{ \underline{d} T^\dagger(t) \underline{d} T(t) \rho^e \right\}_{av} . \quad (7)$$

In die Spurbildung gehen jetzt nur noch die atomaren

Koordinaten des Strahlers ein. Die Ensemblemittelung über die Störer ist ersetzt durch das statistische Phasenraummittel $\{ \}_{av}$ über die Positionen $\underline{x}_i$ und die Geschwindigkeiten $\underline{v}_i$ der Störer. Der Zeitentwicklungsoperator $T(t)$ beschreibt die zeitliche Entwicklung allein des strahlenden Systems, und nicht mehr, wie in Gl.(4), des Gesamtsystems.

Damit die oben genannten Näherungen gültig sind, darf die quantenmechanische Natur der Störteilchen keine Rolle spielen. Die de Broglie-Wellenlänge der Störer muß also klein sein gegenüber charakteristischen Längen im Plasma, die ihrerseits von der Größenordnung der Debye-Länge sind. Diese Bedingung ist in fast allen praktischen Fällen erfüllt. Für die Separierbarkeit des Dichteoperators in Gl.(7) ist Voraussetzung, daß die Wahrscheinlichkeit, den Strahler in einem Zustand $|i\rangle$ zu finden, nicht von dem Zustand des Störteilchensystems abhängt. Dazu muß der Energieaustausch ΔE zwischen Störer und Strahler klein gegen die thermische Energie kT sein. Insbesondere dürfen inelastische Stöße, die Übergänge zwischen Zuständen verschiedener Hauptquantenzahlen induzieren, keine Rolle spielen ("no quenching approximation"). Auch diese Bedingungen sind in dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Plasma erfüllt, so daß Gl.(7) für weitere Rechnungen benutzt werden kann.

Aufgrund der komplexen Natur des zu behandelnden Vielteilchenproblems ist eine geschlossene Lösung für das Linienprofil nicht möglich. Durch Einschränkung des Gültigkeitsbereiches der allgemeinen Theorie gelangt man jedoch zu Näherungslösungen:

- In der quasistatischen Näherung für die Ionen (Kap.2.2.) wird die Bewegung der Störteilchen vernachlässigt und auf einer Zeitskala gerechnet, die groß ist gegenüber charakteristischen Änderungszeiten der Autokorrelationsfunktion. Das Linienprofil ergibt sich dann aus einer räumlichen Mittelung über die möglichen Störerpositionen.
- Im Gegensatz dazu dominiert im Fall der Stoßtheorie (Kap.2.3.) der Einfluß der Störteilchendynamik. Die Stoßtheorie ist daher für die Behandlung der im Vergleich zu den Ionen schnelleren Elektronen geeignet. Die Dauer der Störung muß dabei klein sein gegenüber typischen Änderungszeiten der Autokorrelationsfunktion, so daß sich die Störung als abgeschlossener Stoß behandeln läßt.
- In der Unified Theory für den Elektronenbeitrag zur Starkverbreiterung (Kap.2.4.) werden auch nichtabgeschlossene Stöße zugelassen; ihr Gültigkeitsbereich schließt die Resultate von quasistatischer und Stoßtheorie ein.

2.2. Quasistatische Näherung

Die quasistatische Näherung, in der die Bewegung der Störteilchen vernachlässigt wird, erlaubt die Behandlung der im Vergleich zu den Elektronen langsameren Störionen. Die zeitliche Änderung der Störfeldstärke F am Ort des Strahlers muß klein sein gegen die Starkaufspaltung $\Delta\omega_{if}$ des Übergangs $/20/$:

$$\frac{\dot{F}(t)}{F(t)} \ll \Delta\omega_{if} \quad . \quad (8)$$

Die Berechnung des Linienprofils $L(\omega)$ erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird die Starkaufspaltung des betrachteten Übergangs im stationären Feld bestimmt. Rechnungen dazu findet man bei Bethe und Salpeter /28/. Bei Wasserstoff und wasserstoffähnlichen Ionen dominiert der lineare Starkeffekt, d.h.:

$$\Delta\omega_{if} = C_{if} \cdot F \quad . \quad (9)$$

C_{if} sind die Starkkoeffizienten für linearen Starkeffekt.

Der zweite Schritt ist die Berechnung der Feldstärkeverteilung $W(F)$, mit deren Kenntnis die Starkaufspaltungsbilder für die möglichen Feldstärken in einem Mittelungsprozeß zum eigentlichen Linienprofil zusammengefügt werden können. Ausgehend von Gl.(2) aus Kap.2.1. erhält man für das Linienprofil:

$$L(\omega) = \sum_{if} |\langle f | \underline{d} | i \rangle|^2 \rho_i^e W(F) |C_{if}|^{-1} \quad . \quad (10)$$

Dabei ist, wie schon in Abschn.2.1. diskutiert, der statistische Faktor ρ_i aus Gl.(2) aufgespalten in einen Anteil ρ_i^e für das System des strahlenden Atoms bzw. Ions allein, und einen Störanteil, der durch $W(F)$ dargestellt wird. Die Wahl der Feldstärkeverteilung $W(F)$ zur Beschreibung der Statistik der Störteilchen ist plausibel, da in unserer Betrachtung die im Rahmen einer Multipolentwicklung über die Leuchtelektronenbahn gemittelte Feldstärke am Ort des Strahlers die einzig wichtige Eigenschaft einer beliebigen Störteilchenkonfiguration ist. Daher kann die Mittelung über die Störerpositionen ersetzt werden durch eine Mittelung über die zugehörigen Feldstärken.

Das Problem der Bestimmung des Linienprofils ist also in der quasistatischen Näherung im wesentlichen reduziert auf die Kenntnis der Feldstärkeverteilung $W(F)$ am Ort des strahlenden Atoms oder Ions in einem Plasma. Die erste Berechnung der Mikrofeldverteilung im Plasma für einen neutralen Aufpunkt wurde von Holtsmark /29/ durchgeführt, der die Störteilchen als statistisch unabhängig behandelte. Spätere Rechnungen berücksichtigen zusätzlich die Debye-Abschirmung, d.h. Teilchenkorrelationen, und liefern genauere Mikrofeldverteilungen sowohl für neutralen, wie auch für geladenen Aufpunkt /19, 30, 31/. Die im Rahmen der hier beschriebenen Untersuchungen relevanten Arbeiten zu HeII-Linienprofilen benutzen die Mikrofeldverteilung von Hooper /19/ für die quasistatische Behandlung des Ionenbeitrags zur Linienverbreiterung.

2.3. Stoßtheorie

In der Stoßnäherung steht, im Gegensatz zur quasistatischen Näherung, der Einfluß der Störteilchenbewegung im Vordergrund. Die Stoßtheorie eignet sich daher für die Beschreibung des Beitrags der schnellen Elektronen zur Starkverbreiterung. Die Dauer eines Stoßes muß klein sein gegenüber charakteristischen Zeiten des strahlenden Systems. Bezeichnet man mit $\Delta\omega$ die Frequenzverschiebung der Linie und mit w deren Halbwertsbreite, so läßt sich die Gültigkeitsbedingung für die Stoßnäherung quantitativ formulieren /20/:

$$v/b \gg \max(\Delta\omega, w) \quad . \quad (11)$$

Dabei ist v die Störer-Strahler-Relativgeschwindigkeit und b der Stoßparameter.

Die folgende Darstellung der Stoßtheorie geht von der Autokorrelationsfunktion $\Phi(t)$ aus, die nach Gl.(7) mit dem Zeitentwicklungsoperator

$$T(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}(H_A + V)t} \quad (12)$$

des strahlenden Systems verknüpft ist. H_A ist der Hamiltonoperator des ungestörten Strahlers und V die Wechselwirkung mit den Störteilchen. Zur Vereinfachung der folgenden Darstellung vernachlässigen wir die Störung des unteren Zustandes $|f\rangle$ des Strahlers. Dies ist oft eine gute Näherung, da das Atom bzw. Ion im unteren Zustand weniger polarisierbar ist und somit die Störung des Ausgangszustandes $|i\rangle$ den größeren Beitrag zur Linienverbreiterung liefert. Eine Berücksichtigung der Störung des unteren Zustandes erfolgt durch Einführung der "doubled atom"-Notation /32/.

Ist weiterhin die Linienbreite klein gegen $kT/\hbar$, so sind alle Ausgangszustände des Strahlers, die zu dem untersuchten Übergang beitragen, annähernd gleich wahrscheinlich. Der Dichteoperator ρ^e in Gl.(7) darf dann durch einen konstanten Faktor ersetzt werden. Gl.(7) wird damit zu:

$$\Phi(t) = \text{Sp}[D T_{av}(t)] \quad (13)$$

Der Operator D wirkt nur zwischen starkaufgespaltenen Unterzuständen $|i\rangle$, $|i'\rangle$ des Ausgangsniveaus und ist definiert durch /21/:

$$\langle i | D | i' \rangle = \sum_f \langle i | \underline{d} | f \rangle \langle f | \underline{d} | i' \rangle \quad (14)$$

Die statistische Mittelung ist nun über den Zeitentwicklungsoperator $T(t)$ durchzuführen. Die Berechnung von $T_{av}(t)$ erfolgt mit der Methode der zeitabhängigen Störungsrechnung. Dazu geht man zweckmäßig in das Wechselwirkungsbild. In dieser Darstellung ist der Operator der zeitlichen Entwicklung:

$$U(t) = e^{iH_A t/\hbar} \cdot T(t) . \quad (15)$$

Bei der Berechnung von $U_{av}(t)$ unterscheidet sich die Stoßtheorie wesentlich von der Unified Theory (Kap.2.4.): Während die Unified Theory einen exakten Ausdruck für den über den Phasenraum gemittelten Zeitentwicklungsoperator gewinnt und Näherungen erst im späteren Verlauf der Rechnungen einführt, werden in der Stoßtheorie schon zu Beginn einschränkende Annahmen zur Vereinfachung der Rechnungen gemacht. Baranger /21/ geht von der Änderung $\Delta U_{av}(t)$ des Zeitentwicklungsoperators für die Änderung der Zeit t um Δt aus:

$$\begin{aligned} \Delta U_{av}(t) &= U_{av}(t+\Delta t) - U_{av}(t) \\ &= \{ [U(t+\Delta t, t) - 1] U(t) \}_{av} . \end{aligned} \quad (16)$$

Dabei ist $U(t+\Delta t, t)$ der Zeitentwicklungsoperator im Wechselwirkungsbild zwischen den Zeiten t und $t+\Delta t$, der sich als Lösung der Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} U(t) = \tilde{V}(t) \cdot U(t) \quad (17)$$

$$\text{mit} \quad \tilde{V}(t) = e^{iH_A t/\hbar} \cdot V(t) \cdot e^{-iH_A t/\hbar} \quad (18)$$

in Form einer Dyson-Reihe schreiben läßt:

$$\begin{aligned}
 U(t+\Delta t, t) - 1 &= -\frac{i}{\hbar} \int_t^{t+\Delta t} dt' \tilde{V}(t') \\
 &\quad - \frac{1}{\hbar^2} \int_t^{t+\Delta t} dt' \int_t^{t'} dt'' \tilde{V}(t') \tilde{V}(t'') + \dots
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

Der letzte Ausdruck in Gl.(16) ist eine Mittelung über ein Produkt aus zwei Faktoren. Die Stoßnäherung ist gültig, wenn ein Δt gefunden werden kann mit folgenden Eigenschaften:

- (i) Δt ist so groß, daß die beiden Faktoren statistisch unabhängig sind und daher getrennt gemittelt werden können.
- (ii) Δt ist so klein, daß das Mittel des ersten Faktors klein gegen 1 wird.

Wenn Bedingung (ii) erfüllt ist, läßt sich $\{U(t+\Delta t, t) - 1\}_{av}$ schreiben als

$$\{U(t+\Delta t, t) - 1\}_{av} = -\frac{i}{\hbar} e^{iH_A t/\hbar} \cdot H \cdot e^{-iH_A t/\hbar} \cdot \Delta t \quad (20)$$

H ist ein nichthermitischer, zeitunabhängiger Operator, der noch zu bestimmen ist. Damit erhält man mit $\Delta t \rightarrow 0$ eine Differentialgleichung für $U_{av}(t)$, deren Lösung - ausgedrückt durch $T_{av}(t)$ - lautet:

$$T_{av}(t) = e^{-i(H_A + H)t/\hbar} \quad (21)$$

Der Einfluß der Störteilchen läßt sich also durch den Operator H beschreiben, der zu H addiert wird.

Die Berechnung des Zeitentwicklungsoperators ist wegen der großen Zahl der Störteilchen, die über die Wechselwirkung V die zeitliche Entwicklung des strahlenden Systems bestimmen, nicht ohne weiteres möglich. Wenn jedoch die Stoßnäherung gilt, kann man $U(t+\Delta t, t)$ zunächst für einen einzelnen Störer berechnen und dann mit der Zahl N der als statistisch unabhängig behandelten Störteilchen multiplizieren. Dieses Verfahren läßt sich anwenden, solange typische Stöße schwach sind, d.h. $U(t+\Delta t, t)$ störungstheoretisch berechnet werden kann. Im Fall starker Stöße versagt die Störungstheorie, und die Beiträge der einzelnen Störer dürfen nicht mehr einfach addiert werden /21/. Wenn jedoch nicht gleichzeitig mehrere starke Stöße erfolgen, kann der Einfluß der schwachen Stöße im Zeitintervall Δt , in dem der starke Stoß stattfindet, vernachlässigt werden; damit ist das Problem wieder auf einen einzelnen Störer reduziert. Ohnehin dürfen starke Stöße nur selten erfolgen, da sonst Bedingung (ii) verletzt würde.

Es genügt also, $U(t+\Delta t, t)$ für einen einzelnen Störer zu berechnen. Um die Bedingung (i) zu erfüllen, muß das Zeitintervall Δt sehr viel größer gemacht werden als die mittlere Stoßdauer. Dann ist es eine gute Näherung, alle Stöße zu berücksichtigen, deren Zeitpunkt nächster Annäherung t_0 in das Zeitintervall $(t, t+\Delta t)$ fällt. Darüber hinaus kann die für die Stoßtheorie wesentliche Annahme gemacht werden, daß die im Intervall $(t, t+\Delta t)$ stattfindenden Stöße auch in diesem Zeitintervall abgeschlossen werden. Dann läßt sich $U(t+\Delta t, t)$ ersetzen durch $U(+\infty, -\infty)$.

Dafür kann man schreiben:

$$U(+\infty, -\infty) = e^{\frac{iH_A t_0}{\hbar}} \cdot S \cdot e^{-\frac{iH_A t_0}{\hbar}} \quad (22)$$

S ist die aus der Streutheorie bekannte S-Matrix, deren Lösung sich in Form einer Dyson-Reihe darstellen läßt:

$$S = 1 - \frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \tilde{V}(t') - \frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \int_{-\infty}^{t'} dt'' \tilde{V}(t') \tilde{V}(t'') + \dots \quad (23)$$

Dieser Ausdruck für die Streumatrix ist - mit Ausnahme der Integrationsgrenzen, die sich aus der Annahme abgeschlossener Stöße ergeben -, identisch mit der in Gl.(19) gefundenen Reihenentwicklung für den Zeitentwicklungsoperator. Den Zusammenhang zwischen dem in Gl.(20) definierten Operator H und der Streumatrix S erhält man aus Vergleich von Gl.(20) und Gl.(22):

$$H = -i\hbar \int (1-S) dv \quad (24)$$

$\int dv$ steht für die Mittelung über alle möglichen Stöße und läßt sich in der Praxis darstellen als:

$$n \int_0^\infty v f(v) dv \int_0^\infty 2\pi b db \quad (\text{Mittelung über alle Winkel}) \quad (25)$$

Dabei ist n die Störteilchendichte, $f(v)$ die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion und b der Stoßparameter. Für das Linienprofil erhält man dann mit Gl.(21) und Gl.(13) durch Rücktransformation der Autokorrelationsfunktion:

$$L(\omega) = -\frac{\hbar}{\pi} \text{Im Sp}[D (\hbar\omega - H_A - H)^{-1}] \quad (26)$$

Für eine isolierte Linie mit dem Ausgangszustand $|i\rangle$ ergibt sich dann das bekannte Lorentz-Profil

$$L(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{w_i}{(\omega - \omega_i - d_i)^2 + w_i^2} \quad (27)$$

mit der konstanten Linienverschiebung d_i und der konstanten Linienbreite w_i , die gegeben sind durch

$$\begin{aligned} \hbar d_i &= \operatorname{Re} \langle i | H | i \rangle \\ \hbar w_i &= -\operatorname{Im} \langle i | H | i \rangle \quad . \end{aligned} \quad (28)$$

Das Problem der Linienverbreiterung ist also im Rahmen der Stoßtheorie zurückgeführt auf die Bestimmung des Operators H , der bis auf einen konstanten Faktor identisch ist mit dem aus der Streutheorie bekannten Stoßoperator $K = -(i/\hbar) \cdot H$.

2.4. Unified Theory

Die in den letzten Kapiteln behandelte quasistatische Theorie und Stoßtheorie zeigen in Bezug auf den Gültigkeitsbereich der jeweiligen Näherung ein konträres Verhalten. Der Beitrag der Störionen zum Linienprofil läßt sich für die in Laborplasmen üblichen Parameter im Rahmen der quasistatischen Theorie behandeln. Wie Gl.(8) aus Kap.2.2. zeigt, liefert diese eine gute Beschreibung des Profilverlaufes im Linienflügel, versagt aber im Linienkern. Der Einfluß sogenannter ionendynamischer Effekte auf den Linienkern wird im nächsten Abschnitt untersucht.

Die Stoßtheorie dagegen erlaubt die Behandlung der schnelleren Elektronen und gibt den Verlauf des Linienprofils im Kern der Linie wieder. Der Linienflügel jedoch wird im Rahmen der Stoßtheorie nicht richtig beschrieben, da die Gültigkeitsbedingung (Gl.(11) aus Kap.2.3.) dort nicht mehr erfüllt ist. Zwar läßt sich der Linienflügel mit Hilfe der Ein-Elektron-Näherung /21, 23/ quasistatisch behandeln, allerdings ist dann weiterhin der Übergangsbereich der verschiedenen theoretischen Ansätze unsicher.

Diese Nachteile vermeidet die von Smith, Cooper und Vidal /23/ und unabhängig von Voslamber /33/ entwickelte Unified Theory, deren Gültigkeitsbereich sich a priori auf das gesamte Linienprofil erstreckt. Die Herleitung der Unified Theory verläuft weitgehend parallel zur Stoßtheorie. Wie auch in der Stoßtheorie wird die Stoßnäherung benutzt, d.h. zwei starke Stöße treten niemals gleichzeitig auf, und ein schwacher Stoß, der gleichzeitig mit einem starken Stoß erfolgt, ist letzterem gegenüber vernachlässigbar (vgl. Kap.2.3.). Der wesentliche Unterschied zwischen der Unified Theory und der Stoßtheorie liegt in der Annahme abgeschlossener Stöße, die bei der Stoßtheorie die Einführung der S-Matrix ermöglicht (Gl.(22) in Kap.2.3.). In der Unified Theory wird diese Einschränkung nicht gemacht und eine explizite Lösung des Zeitentwicklungsoperators gesucht.

Für den in Gl.(15) aus Kap.2.3. definierten Zeitentwicklungsoperator $U(\underline{r}, t)$ ist also die Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} U(\underline{r}, t) = \tilde{V}(\underline{r}, t) \cdot U(\underline{r}, t) \quad (29)$$

zu lösen. Dabei ist $\tilde{V}(\underline{r}, t)$ der schon in Gl.(18) aus

Kap.2.3. definierte Wechselwirkungsoperator. In Anlehnung an die Darstellung in /23/ sind die Abhängigkeiten der Operatoren von den Phasenraumkoordinaten $\underline{r} = (\underline{x}_1, \underline{v}_1, \underline{x}_2, \underline{v}_2, \dots, \underline{x}_N, \underline{v}_N)$ in Gl.(29) explizit aufgeführt.

Zu berechnen ist dann das Phasenraummittel des Zeitentwicklungsoperators:

$$F(t) = \int Q(\underline{r}) U(\underline{r}, t) d\underline{r} \quad (30)$$

$$\text{mit } Q(\underline{r}) = P(\underline{x}_1, \dots, \underline{x}_N) W(\underline{v}_1, \dots, \underline{v}_N) , \quad (31)$$

wobei $P(\underline{x})$ und $W(\underline{v})$ Verteilungsfunktionen für Ort und Geschwindigkeit der Elektronen sind.

Die Lösung von $F(t)$ /23/ führt dann zu einem frequenzabhängigen Operator $L(\Delta\omega)$, der an die Stelle des konstanten Operators H aus der Stoßtheorie (Gl.(20), (24) aus Kap.2.3.) tritt. Für das Linienprofil einer isolierten Linie ergibt sich dann - in Analogie zu Gl.(27) aus Kap. 2.3. - :

$$L(\Delta\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{w_i(\Delta\omega)}{(\Delta\omega - d_i(\Delta\omega))^2 + w_i^2(\Delta\omega)} . \quad (32)$$

Die Linienverschiebung $d_i(\Delta\omega)$ und die Linienbreite $w_i(\Delta\omega)$ hängen nun - im Gegensatz zur Stoßtheorie - vom Abstand $\Delta\omega = \omega - \omega_i$ von der ungestörten Linie ab, und $L(\Delta\omega)$ ist kein reines Lorentzprofil mehr.

Wie die Stoßtheorie ist auch die Unified Theory zur Beschreibung der schnellen Elektronen geeignet. Die Forderung der auch der Unified Theory zugrunde liegenden Stoßnäherung wird dagegen für die langsameren Ionen in der

Regel nicht erfüllt, da bei den Ionen der Anteil zeitlich überlappender starker Stöße - abgesehen vom Fall sehr kleiner Dichten - erheblich ist /18/.

2.5. Ionendynamische Effekte

In jüngerer Zeit beobachtete Diskrepanzen zwischen theoretisch berechneten und experimentell bestimmten Linienprofilen im Kern von Wasserstofflinien und Linien des neutralen Heliums lassen sich auf den in der quasistatischen Näherung vernachlässigten Einfluß der Störteilchenbewegung zurückführen /24 - 27/. Eine ausführliche Diskussion dieser ionendynamischen Effekte im Fall von Wasserstofflinien findet man in einer zusammenfassenden Arbeit von Seidel /18/. Für HeII-Linien existieren theoretische Linienprofile von Lee /16/ und von Greene /17/, welche ionendynamische Effekte berücksichtigen. Die wesentlichen Grundlagen dieser Theorien sollen im folgenden dargestellt werden.

Eine Behandlung der Ionenverbreiterung im Rahmen der Unified Theory sollte von vornherein auch den Einfluß der Störteilchenbewegung korrekt beschreiben, ist aber wegen der schon im vorigen Kapitel erwähnten Problematik der zeitlich überlappenden starken Stöße nur bei sehr kleinen Dichten möglich. Der Grundgedanke der Theorien von Lee und Greene ist daher, die Ionen weiterhin in der quasistatischen Näherung zu behandeln und dann die Ionendynamik als Korrektur hinzuzufügen. Die dafür erforderliche Trennung von statischem und dynamischem Anteil der Ionenverbreiterung wurde von Dufty /34, 35/ durchgeführt. Dufty konnte zeigen, daß sich der dynamische Anteil der Ionenverbreiterung vollstän-

dig in die Behandlung der Elektronenstoßverbreiterung integrieren läßt. Dazu wird der Elektronenstoßoperator (s. Kap.2.3.) ersetzt durch einen Stoßoperator $\tilde{K}$, der nun sowohl den Einfluß der Elektronen wie auch der Ionen-
dynamik enthält. $\tilde{K}$ beschreibt also die Wirkung des gesamten Plasmas auf den Strahler, vermindert um den statischen Anteil der Ionen. Das resultierende Linienprofil setzt sich dann zusammen aus dem üblichen quasistatischen Ionenprofil und dem erweiterten Elektronenstoßprofil, das mit Hilfe des modifizierten Stoßoperators $\tilde{K}$ bestimmt wird.

Eine exakte Darstellung von $\tilde{K}$ ist nicht möglich, da dies gleichbedeutend wäre mit der exakten Lösung des Linienverbreiterungsproblems. In den Arbeiten von Lee /16, 36/ wird $\tilde{K}$ mit Hilfe der Autokorrelationsfunktion des Plasmamikrofeldes störungstheoretisch bis zur zweiten Ordnung in der Störer-Strahler-Wechselwirkung berechnet. Dabei wird der Einfluß starker Stöße durch geeignete Wahl von Abschneideparametern ("strong collision cutoff") berücksichtigt /36/. Die Theorie von Greene /17, 37/ ist in den Grundlagen weitgehend identisch mit der von Lee. Greene behandelt die Störteilchen jedoch in der Näherung klassischer Bahnen, unter Berücksichtigung aller Ordnungen der Störer-Strahler-Wechselwirkung. Damit wird die Einführung problematischer Abschneideparameter vermieden. Da Greene jedoch nur binäre Wechselwirkungen in die Rechnungen einbezieht, wird in seiner Theorie der statische Beitrag der Ionen, der ja gerade durch die gleichzeitige Wechselwirkung mit vielen Störteilchen verursacht wird, nicht korrekt beschrieben. Somit sollten die Rechnungen von Greene zwar als Ergänzung eines Teilaspektes der älteren Theorie von Lee angesehen werden, nicht aber notwendig als Verbesserung im Gesamtverlauf des Linienprofils.

2.6. Vergleich von HeII-Linienprofilen

Zum Abschluß des Kapitels über die Theorie starkverbreiteter Ionenlinien sollen nun berechnete Profile für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten HeII-Linien vorgestellt und diskutiert werden.

In Abb.1 sind normierte Linienprofile für die Paschen- α Linie HeII 468.6 nm in der üblichen $S(\alpha)$ -Darstellung aufgetragen. Die reduzierte Wellenlänge ist definiert als

$$\alpha = (\lambda - \lambda_0) / F_0, \quad (33)$$

wobei $\lambda - \lambda_0$ den Abstand von der Linienmitte und F_0 die Holtsmarksche Normalfeldstärke bezeichnet /20/. Die Linienprofile beziehen sich auf eine Elektronendichte von $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ und eine Elektronentemperatur $T_e = 40000 \text{ K}$, annähernd entsprechend den im hier untersuchten Plasma herrschenden Bedingungen.

Anhand von Abb.1 lassen sich die Ergebnisse der älteren Rechnungen von Kepple /10/, der eine erweiterte Stoßtheorie zur Beschreibung der Elektronenverbreiterung benutzt, und der auf der Unified Theory basierenden Rechnungen von Greene /11/ unmittelbar vergleichen. Beide Autoren behandeln die Ionenverbreiterung in der quasistatischen Näherung. Die Unterschiede der resultierenden Linienprofile - die Theorie von Greene liefert signifikant schmalere Profile als die Theorie von Kepple - lassen sich auf die unterschiedliche Behandlung des Elektronenverbreiterungsoperators $L(\Delta\omega)$ (bzw. K in der Stoßtheorie) zurückführen /11, 18/. Dabei ist jedoch nicht der eigentliche Unterschied zwischen Unified Theory und Stoßtheorie, nämlich die Behandlung nichtabgeschlossener Stöße (s. Kap.2.4.), von Bedeutung. Dies führt nach Greene /11/ in den Unified

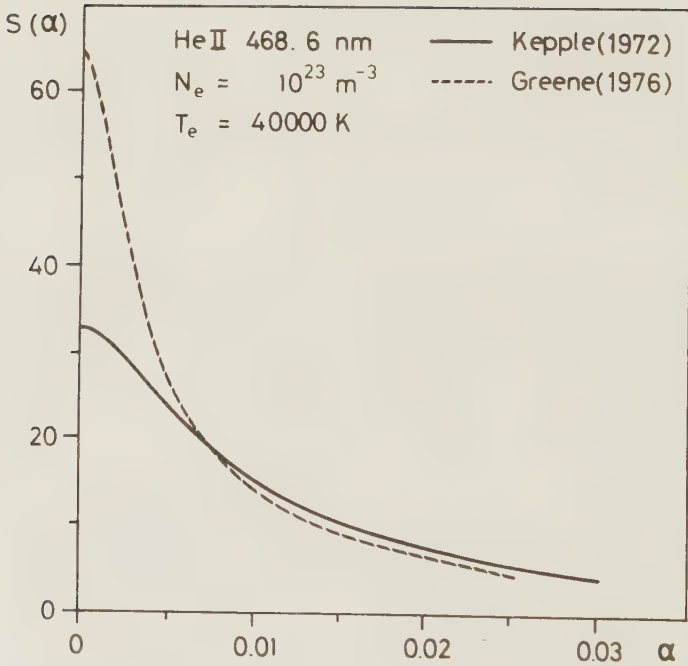


Abb.1: Das Profil der HeII Paschen- α Linie
nach verschiedenen Theorien

Theory Rechnungen lediglich zu einer Intensitätsverring-
erung von 10 - 15 % im Linienzentrum. Die näherungswei-
se Berücksichtigung von inelastischen Stößen und Quadru-
poleffekten in der Störer-Strahler-Wechselwirkung bei
Kepple ergibt ebenfalls eine Absenkung des Linienkerns
um 10 % /10/, so daß die Effekte beider Theorien sich
annähernd kompensieren.

Der wesentliche Unterschied zwischen den Resultaten von
Kepple und Greene liegt in der Behandlung des bei der
Berechnung der Elektronenverbreiterungsfunktion auf-
tretenden Interferenzterms. Dieser tritt immer dann auf,
wenn eine Verbreiterung beider an dem Übergang betei-
ligten Zustände berücksichtigt wird - dies ist sowohl
bei Kepple wie auch bei Greene der Fall -, und hat die
Form $D_i \cdot D_f^* \cdot D_i$ bzw. D_f ist der schon in Gl.(14) de-
finierte, zwischen Subniveaus des oberen bzw. unteren
Zustandes wirkende Dipoloperator. Für die Berechnung
des Interferenzterms ist der Einfluß der durch inela-
stische Stöße induzierten Übergänge zwischen den stark-
aufgespaltenen Subniveaus mit derselben Hauptquanten-
zahl n von erheblichem Einfluß. Kepple folgt den Argu-
menten von Griem /38/, der aus Gründen der Energieer-
haltung den Einfluß inelastischer Stöße vernachlässigt,
während Greene den vollständigen Interferenzterm be-
rücksichtigt. Das Problem der korrekten Behandlung des
Interferenzterms ist in der Literatur umstritten und
noch nicht endgültig geklärt /18, 38 - 41/.

Theorieprofile für die Balmer- α Linie HeII 164.0 nm sind
in Abb.2 dargestellt. Die Profile von Kepple /10/ und
von Greene (1976) /11/ (im Unterschied zu den neueren
Rechnungen Greene (1982) /17/) zeigen qualitativ das
gleiche Verhalten wie die Paschen- α Profile aus Abb.1.

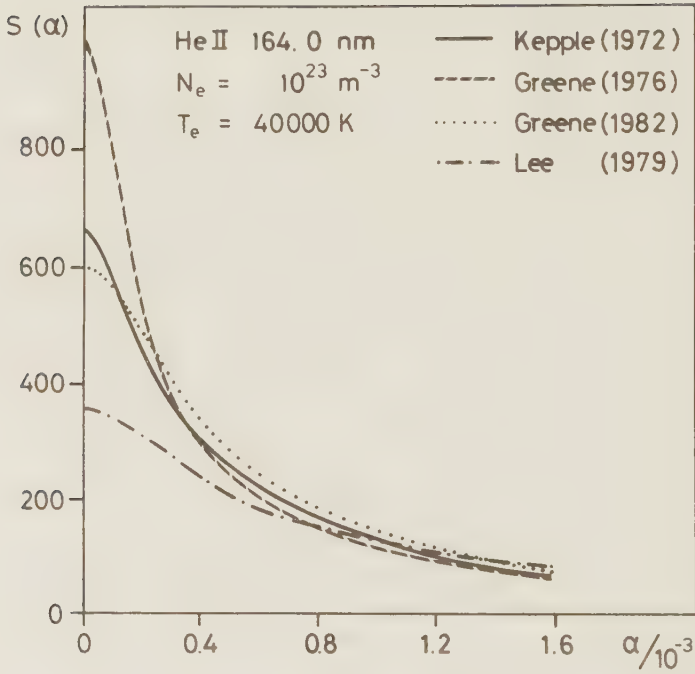


Abb.2: Das Profil der HeII Balmer- α Linie
nach verschiedenen Theorien

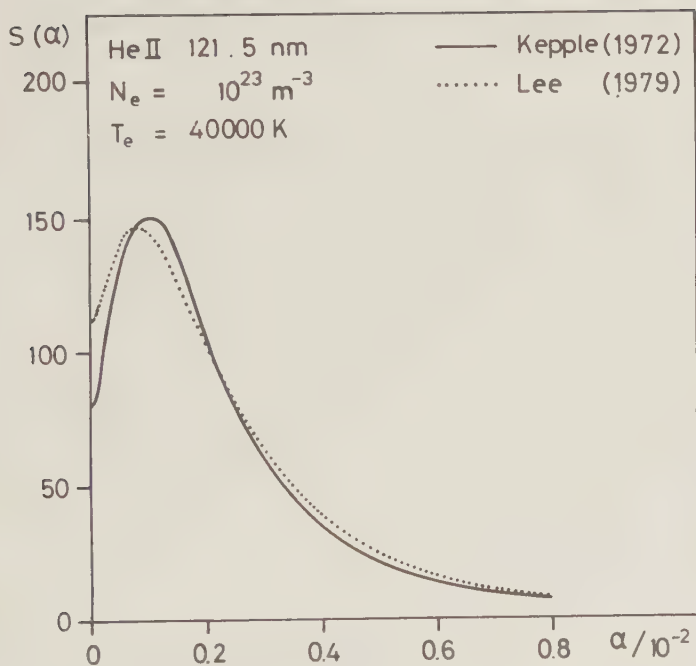


Abb.3: Das Profil der HeII Balmer- β Linie
nach verschiedenen Theorien

Dabei ist jedoch der Unterschied in der Linienbreite zwischen den beiden Theorien weniger stark ausgeprägt als bei Paschen- α . Dies steht in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß der Einfluß des Interferenzterms für gegebenes Δn des Übergangs (z.B. $\Delta n=1$ für α -Linien) um so größer ist, je größer n wird /42/.

Die Theorie von Greene (1982) /17/ ist eine Erweiterung früherer Rechnungen und berücksichtigt zusätzlich den Einfluß ionendynamischer Effekte (s. Kap.2.5.), die zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Linie führen. Das Linienprofil von Greene (1982) fällt nahezu mit dem von Kepple zusammen. Lee /16/ schließt ebenfalls die Ionendynamik in seine Theorie ein, welche ansonsten weitgehend identisch ist mit den stoßtheoretischen Rechnungen von Kepple. Insbesondere bei der Behandlung des Interferenzterms folgt Lee den Argumenten von Kepple und Griem. Tatsächlich gleichen die von Lee zusätzlich angegebenen Profile ohne Ionendynamik nahezu denen von Kepple /16/. Die vollständige Theorie mit Berücksichtigung ionendynamischer Effekte liefert daher ein im Vergleich zu Kepple breiteres Linienprofil, wie aus Abb.2 zu ersehen ist.

Schließlich sind in Abb.3 Theorieprofile für die Balmer- β Linie HeII 121.5 nm dargestellt. Für diese stehen Rechnungen von Kepple /10/ und Lee /16/ zur Verfügung, die sich - wie auch im Fall der Balmer- α Linie - im wesentlichen durch die Berücksichtigung der Ionendynamik bei Lee unterscheiden. Diese führt neben einer zusätzlichen Verbreiterung der gesamten Linie insbesondere zu einer Auffüllung des Tales im Linienzentrum, die sich in einer "Verschmierung" der für β -Linien typischen Doppelstruktur äußert.

Somit stehen für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten HeII-Linien berechnete Linienprofile zur Verfügung, die - nach Berücksichtigung der zusätzlichen Verbreiterungsmechanismen (z.B. Dopplerverbreiterung, Apparateeffekte) - mit experimentell bestimmten Linienprofilen verglichen werden können.

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND PLASMADIAGNOSTIK

3.1. Aufbau der Plasmalichtquelle

Zur Erzeugung des für die Untersuchung von Helium-Ionenlinien erforderlichen Plasmas mit hohem Ionisationsgrad wird in diesem Experiment ein gepulster Niederdruckbogen eingesetzt. Dieser von Wulff /1/ erstmalig für spektroskopische Zwecke benutzte Entladungstyp erlaubt die Erzeugung eines gut reproduzierbaren, axial homogenen Plasmas und ist in der Vergangenheit von verschiedenen Autoren für Untersuchungen an Heliumplasmen herangezogen worden /1, 27, 43 - 45/. Bei der Entwicklung der im folgenden beschriebenen Entladung standen die Erfordernisse der Vakuum-UV Spektroskopie und die Reinheit des erzeugten Heliumplasmas im Vordergrund.

3.1.1. Entladungsgefäß

Der schematische Aufbau der Entladung, zusammengesetzt aus dem Entladungsrohr und den Haltern für die Beobachtungsfenster, ist in Abb.4 dargestellt. Das eigentliche Entladungsgefäß ist vollständig aus Quarz gefertigt und besteht im wesentlichen aus einem Rohr von 750 mm Länge und 25 mm innerem Durchmesser. Die ringförmigen Wolframelektroden sind symmetrisch um die Rohrachse in den trichterförmig erweiterten Enden des Quarzrohres angebracht. Die Beobachtung des Plasmalichtes erfolgt end-on an beiden Enden des Entladungsrohres durch koaxiale Quarzrohre kleineren Durchmessers. Diese bis in den Entladungskanal reichenden Rohre schließen inhomogene Plasmaschichten im Bereich der Elektroden aus dem Beobach-

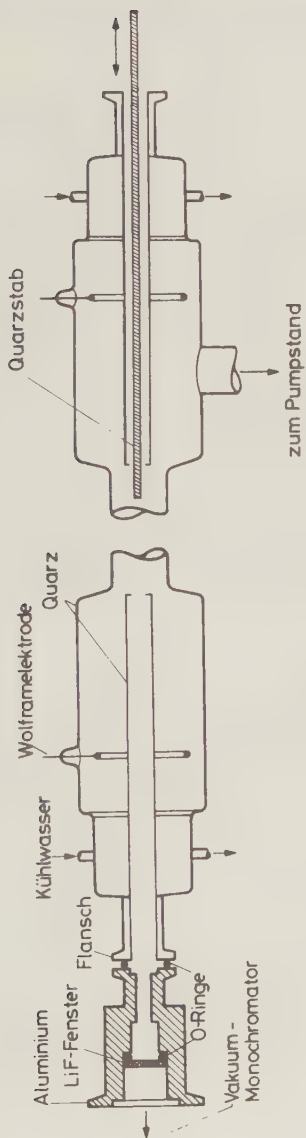


Abb. 4: Entladungsgefäß

tungsvolumen aus; letzteres wird dadurch auf die axial homogene positive Säule des Plasmas beschränkt.

Die Beobachtungsfenster sind in Aluminiumhaltern untergebracht, welche über wassergekühlte Flansche mit dem Quarzgefäß verbunden sind. Als Fenstermaterial wird für die Beobachtung im sichtbaren Spektralbereich Quarz eingesetzt. Im UV-Bereich dagegen findet Lithiumfluorid (LiF) Verwendung, das einen Durchlässigkeitsbereich bis herab zu etwa 110 nm besitzt /46/. Die externe Anordnung der Beobachtungsfenster stellte sich als notwendig heraus, da insbesondere die empfindlichen LiF-Fenster vor schädlichen Einflüssen des heißen Plasmas geschützt werden mußten. Die Existenz kalter Schichten zwischen dem Plasmakern und den Beobachtungsfenstern konnte dabei in Kauf genommen werden, da diese Bereiche wegen des dort herrschenden niedrigen Ionisationsgrades keinen Einfluß auf die zu untersuchenden HeII-Linienprofile haben. Der in Abb.4 eingezeichnete Quarzstab kann bei Bedarf in das Entladungsrohr eingeschoben werden, um die effektive Länge der beobachteten Plasmasäule zu variieren.

Durch die ausschließliche Verwendung von Quarz und Wolfram im Bereich des heißen Plasmas werden mögliche Verunreinigungen auf wenige bekannte Elemente beschränkt. Darüberhinaus kann wegen der hohen Hitzebeständigkeit das Entladungsrohr mit Hilfe einer Heizspirale bis auf etwa 400 °C geheizt werden. Damit lassen sich Wasserstoffverunreinigungen aufgrund der Existenz dünner Wasserschichten auf der Innenseite des Entladungsrohres effektiv reduzieren /47, 48/. Zur Vakuumerzeugung wird eine Öldiffusionspumpe eingesetzt; dabei verhindert eine zwischen Pumpe und Entladungsgefäß eingebaute Kühlfalle die Rückdiffusion von Kohlenwasserstoffen in den Bereich der

Entladung. Die Kontrolle des eingestellten Fülldrucks erfolgt absolut mit einem mechanischen Membranmanometer.

3.1.2. Elektrische Anordnung

Um den statistischen Fehler der in den späteren Untersuchungen eingesetzten Photonenzählmethode klein zu halten, sollte je Entladungsvorgang eine möglichst hohe Zahl von Photonen gezählt werden können. Neben der Intensität der beobachteten Linie ist dabei die für eine einzelne Messung verfügbare Meßzeit wesentlich. Zu fordern war also eine möglichst lange Entladungsdauer, während der sich die Plasmaparameter nur wenig ändern. Der Entladungsstrom wird daher mit einer Laufzeitkette erzeugt, die aus 15 Kondensatoren ($C = 7.7 \mu\text{F}$, $U_{\text{max}} = 16 \text{ kV}$) und 15 Induktivitäten ($L = 18 \mu\text{H}$) besteht und einen nahezu rechteckförmigen Strompuls von einigen tausend Ampere Stromstärke und $350 \mu\text{s}$ Dauer liefert. Abb.5 zeigt die Gesamtschaltung des Entladungsstromkreises.

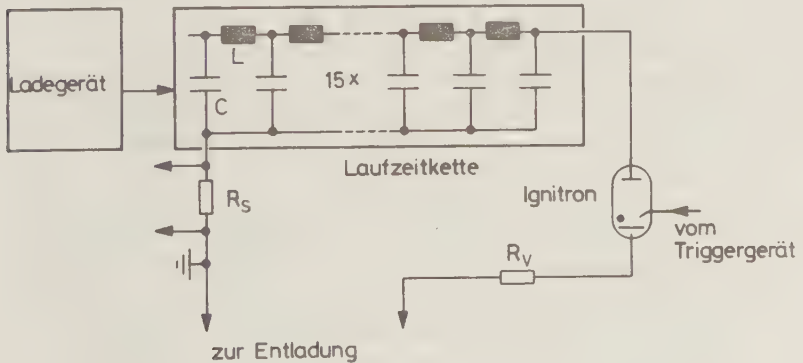


Abb.5: Entladungsstromkreis

Von einem Hochspannungsladegerät werden die Kondensatoren der Laufzeitkette auf eine Spannung von bis zu 14 kV aufgeladen, je nach erforderlicher Entladungsstromstärke. Die Zündung der Entladung erfolgt mit einem extern getriggerten Ignitron. Ein wassergekühlter elektrolytischer Vorwiderstand $R_V = 1.5 \Omega$ paßt die Entladung an die charakteristische Impedanz $Z = \sqrt{L/C}$ der Laufzeitkette an. Da der Innenwiderstand der Entladung während der Brennphase klein ist gegen den Vorwiderstand, wird der Entladungsstrom ausschließlich von der Ladespannung, den elektrischen Daten der Laufzeitkette und dem Vorwiderstand bestimmt. Durch diesen Betrieb der Entladung mit eingepprägtem Strom wird eine sehr gute Reproduzierbarkeit des erzeugten Plasmas gewährleistet. Die am induktionsarmen Shunt $R_S = 1 \text{ m}\Omega$ abfallende, dem Entladungsstrom proportionale Spannung dient zur Kontrolle des Stromverlaufes.

3.2. Optischer Aufbau

Den optischen Aufbau des Experimentes für die Linienprofilmessungen zeigt Abb.6. Das Plasmalicht wird end-on gleichzeitig im sichtbaren Spektralbereich wie auch im Vakuum-UV aufgenommen. In beiden Fällen wird das beobachtete Plasmavolumen durch ein geeignetes Blendensystem auf einen zylindrischen Bereich von 5 mm Durchmesser entlang der Rohrachse beschränkt.

Für die Vakuum-UV Spektroskopie kommt ein Monochromator vom Typ McPherson 225 ($f = 1 \text{ m}$) mit einem 1200 Striche/mm Konkavgitter zum Einsatz. Eine vollständige Ausleuchtung des Gitters wird mit Hilfe einer kurzbrennweitigen LiF-Linse erreicht, die das UV-Licht auf den Eingangsspalt

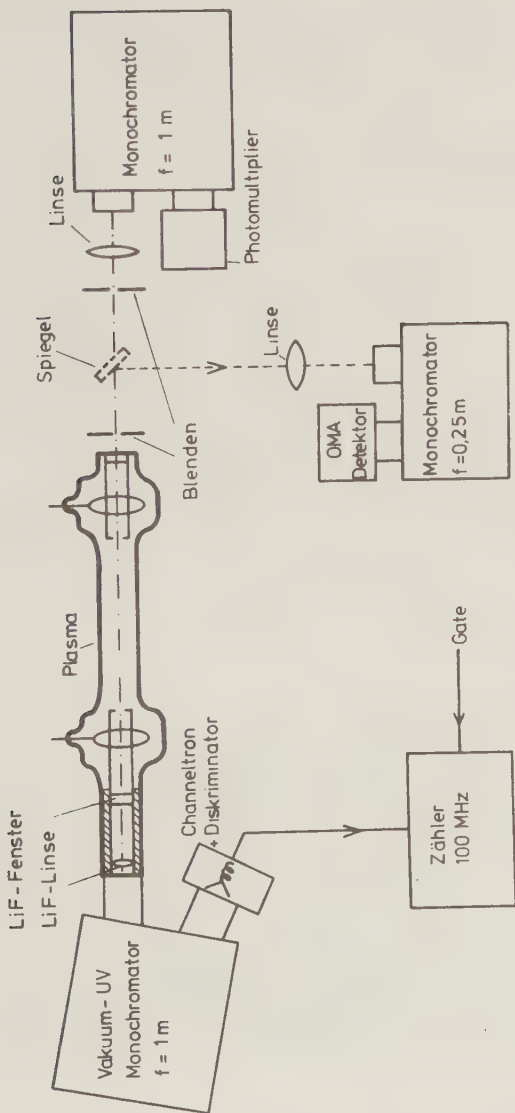


Abb.6: Optische Anordnung für die Linienprofilmessungen

des Monochromators abbildet. Zum Nachweis der UV-Photonen dient ein Channeltron-Elektronenvervielfacher vom Typ Bendix 4039 mit nachgeschalteter Zähl Elektronik.

Für die Beobachtung im Sichtbaren sind zwei unterschiedliche Nachweissysteme vorgesehen. Ein $f = 1$ m Gitterspektrometer vom Typ B&M 100 (1800 Striche/mm) in Verbindung mit einem Photomultiplier als Lichtdetektor erlaubt zeit aufgelöste Linienprofilmessungen. Die Registrierung des Multiplierstromes erfolgt mit einem Transientenrekorder. Zusätzlich kann ein zweites System mit niedriger spektraler Auflösung in den Strahlengang gebracht werden, das eine permanente Kontrolle der Plasmabedingungen und der Reproduzierbarkeit der Entladung erlaubt. Dieses Monitoring system besteht aus einem $f = 1/4$ m Gittermonochromator (590 Striche/mm), dessen Ausgangsspalt durch einen optischen Vielkanalanalysator ersetzt ist. Damit kann bei jedem Entladungsvorgang ein vollständiges, zeitintegriertes Übersichtsspektrum für einen interessierenden Spektralbereich aufgenommen werden.

3.3. Steuer- und Nachweiselektronik

Die bei den Vakuum-UV Messungen eingesetzte Schuß-für-Schuß Methode erfordert für die Aufnahme eines Linienprofils eine Anzahl sich ständig wiederholender Meßaufgaben. Diese wurden mit Hilfe einer elektronischen Zeitablaufsteuerung, die gleichzeitig die für die Photonen zählung erforderlichen, die Meßzeit definierenden Zeitfensterpulse erzeugt, weitgehend automatisiert. Die dafür erforderliche Elektronik, wie auch der für die Verstärkung der vom Channeltron gelieferten Pulse nötige schnelle Vorverstärker-Diskriminator und der 100 MHz - Zähler wurden selbst gebaut.

Die Arbeitsweise der Steuer- und Nachweiselektronik ist aus dem in Abb.7 dargestellten Blockschaltbild zu ersehen. Ein Taktgenerator liefert alle 60 s - entsprechend der Dauer für die vollständige Aufladung der Laufzeitkette - einen Startimpuls. Dieser wird in einem Triggergerät verstärkt und zündet über ein Ignitron die Entladung. Gleichzeitig wird das OMA-System aktiviert.

Über das Verzögerungsglied Del 1 mit der einstellbaren Verzögerungszeit $t_v = 20-200 \mu s$ wird das Monoflop M 1 angesteuert. Der von M 1 gelieferte Puls öffnet für eine einstellbare Zeitdauer von $\Delta t = 20-200 \mu s$ den 100 MHz-Zähler C 1, der in dieser Zeit die vom Channeltron gelieferten und im Vorverstärker-Diskriminator verstärkten Photonenpulse zählt. Durch Verändern der Zeiten t_v und Δt lassen sich die zeitliche Lage und die Länge des Zeitfensters variieren, innerhalb dessen die Photozählung erfolgt.

Ein Teiler mit wählbarem Teilungsfaktor N liefert nach jeweils N Entladungsvorgängen einen Ausgangspuls. Dieser wird in Del 2 um 5 s verzögert und an den Eingang des Monoflops M 2 geführt. M 2 erzeugt einen Puls mit einstellbarer Dauer (1-99 s), der den Wellenlängenvorschub des Vakuummonochromators aktiviert. Gleichzeitig wird über eine Differenzierstufe der Zähler C 1 gelöscht. Dadurch wird nach jeweils N Schüssen der Monochromator auf eine vorgegebene neue Wellenlänge eingestellt. Die von Del 2 bewirkte Verzögerung erlaubt ein Ablesen der für eine Wellenlängenposition aufsummierten, in C 1 registrierten Ereignisse vor dem Rücksetzen des Zählers. Die Ereigniszähler C 2 und C 3 zeigen für Kontrollzwecke laufend die Gesamtzahl der registrierten Entladungen bzw. der erfolgten Wellenlängenvorschübe an.

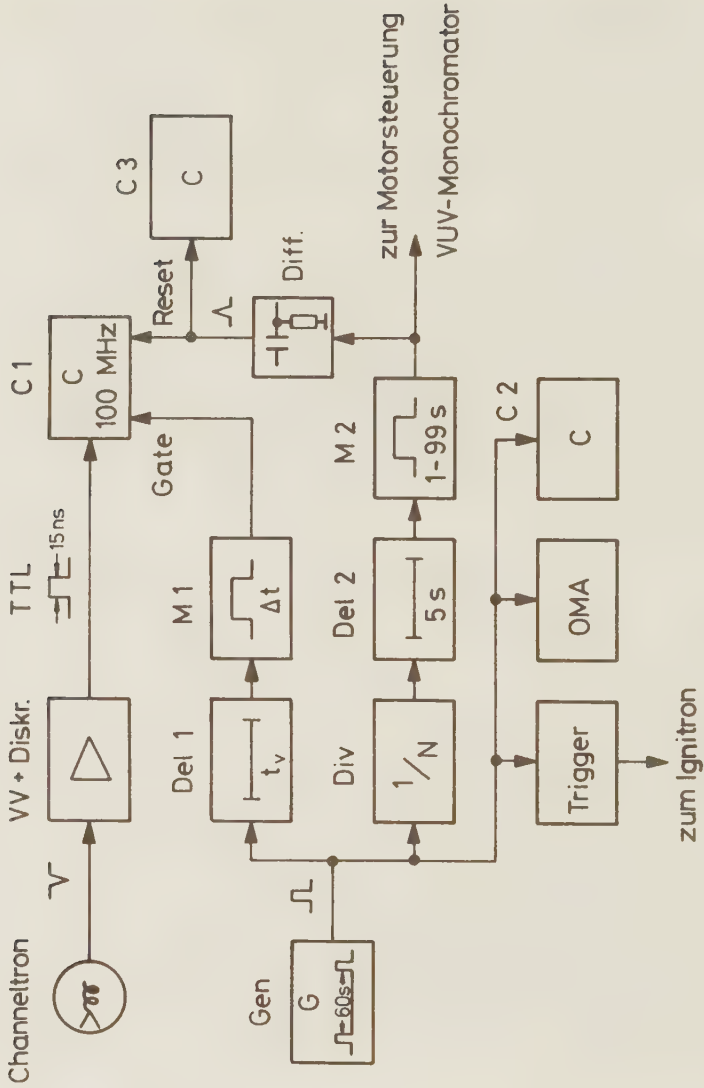


Abb. 7: Blockschaltbild der Steuer- und Nachweiselektronik

Im folgenden werden die wesentlichen technischen Details der verschiedenen elektronischen Komponenten beschrieben. Der Verstärkerteil des Vorverstärker-Diskriminators ist diskret mit rauscharmen bipolaren UHF-Transistoren vom Typ BFT67 (Siemens) aufgebaut. Als Diskriminator dient ein ultraschneller Komparator AM686HC (Advanced Micro Devices) in ECL-Technik mit anschließender Pegelwandlung auf TTL-Norm. Wegen der hohen zu verarbeitenden Frequenzen und der großen Verstärkungsfaktoren ist der Aufbau des Vorverstärkers kritisch. Die gesamte Vorverstärker-Diskriminatoreinheit wurde daher auf einer zweiseitig Cu-kaschierten gedruckten Schaltung aufgebaut, bei der die Bauteileseite zur Entkopplung der einzelnen Stufen als durchgehende Massefläche ausgeführt ist. Die Empfindlichkeit des Vorverstärkers ist mit 350 μ V für die vom Channeltron gelieferten Pulse bei weitem ausreichend; die Breite der Ausgangspulse ist kleiner als 20 ns. Der Aufbau des 100 MHz-Zählers wie auch der gesamten Zeitablaufsteuerung erfolgte teils in TTL-, teils in CMOS-Technik und erwies sich als unkritisch. Lediglich die Konstruktion des Vorteilers für die 100 MHz-Vorstufe des Zählers erforderte die beim Einsatz schneller TTL-Logik übliche Sorgfalt.

3.4. Bestimmung der Plasmaparameter

Die Starkverbreiterung einer Spektrallinie hängt im wesentlichen von der Elektronendichte N_e des emittierenden Plasmas ab. Zusätzlich ist auch die Elektronentemperatur T_e von - wenn auch vergleichsweise geringerem - Einfluß. Für einen quantitativen Vergleich der gemessenen Linienprofile mit den Theorien ist also zunächst eine genaue Bestimmung der Elektronendichte erforderlich. Ein wesent-

licher Gesichtspunkt bei der Durchführung des hier beschriebenen Experimentes ist daher eine präzise, von Methoden der Linienverbreiterung unabhängige Messung der im Plasma herrschenden Elektronendichte, sowie eine hinreichend genaue Bestimmung der Elektronentemperatur.

3.4.1. Elektronendichte

Die Elektronendichtebestimmung erfolgt interferometrisch aus der Refraktivität des Plasmas, die wegen der niedrigen Gasdrücke in der Entladung ($p_{\text{He}} \leq 2100 \text{ Pa}$) und des hohen Ionisationsgrades auf der Entladungssache nur von den freien Elektronen hervorgerufen wird.

Der Brechungsindex n eines Plasmas hängt über die bekannte Eccles-Beziehung von der Elektronendichte ab:

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{\text{pe}}}{\omega_{\text{L}}} \right)^2} \quad (34)$$

$$\approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{\text{pe}}}{\omega_{\text{L}}} \right)^2 \quad (\text{für } \omega_{\text{pe}} \ll \omega_{\text{L}})$$

Dabei ist ω_{pe} die Elektronen-Plasmafrequenz

$$\omega_{\text{pe}} = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (35)$$

und ω_{L} die Kreisfrequenz der für die Interferometrie eingesetzten Laserstrahlung.

Wegen der axialen Homogenität der Entladung läßt sich die Elektronendichte unmittelbar aus dem über die Plasmalänge gemittelten Brechungsindex bestimmen.

Das in diesem Experiment eingesetzte Laserinterferometer arbeitet in "coupled cavity"-Anordnung. Die grundsätzliche Arbeitsweise dieses Aufbaus soll kurz erläutert werden:

Wird die Strahlung eines He-Ne-Lasers mit Hilfe eines externen Spiegels in den Laser zurückgekoppelt, so tritt Interferenz auf. Die Ausgangsleistung des Lasers hängt dann von der Phasenlage des in den Laserresonator rückgekoppelten Lichtes ab /49/. Die Laserleistung läßt sich daher durch Ändern der optischen Weglänge im äußeren Resonator, der aus dem Auskoppelspiegel des Lasers und dem externen Spiegel gebildet wird, modulieren. Ashby und Jephcott /50/ haben erstmals Elektronendichtemessungen nach diesem Prinzip durchgeführt. Der in unserem Experiment benutzte Interferometeraufbau gleicht weitgehend dem in /50/ beschriebenen und ist in Abb.8 dargestellt.

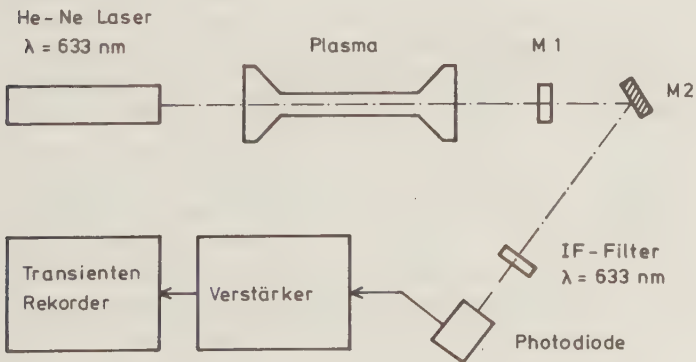


Abb.8: Aufbau des Laserinterferometers

Als Lichtquelle wird ein He-Ne-Laser der Firma Polytec mit 2 mW Ausgangsleistung eingesetzt, der linear polarisiertes Licht mit einer Wellenlänge von 633 nm erzeugt. Der größte Teil der Laserstrahlung wird mit Hilfe des Rückkoppelspiegels M 1 (80 % Reflektivität) in den Laser zurückreflektiert; dabei durchstrahlt das Licht zweimal das Plasma. Die zeitliche Änderung der Elektronendichte bei Erzeugung bzw. Zerfall des Plasmas bewirkt eine Änderung des Brechungsindex und damit - wie oben beschrieben - eine Modulation der Ausgangsleistung des Lasers. Zur Beobachtung dieser Intensitätsschwankungen wird der durch M 1 transmittierte Anteil der Laserstrahlung über den Spiegel M 2 auf eine schnelle Photodiode gelenkt. Die von dieser Photodiode gelieferten schwachen elektrischen Signale werden verstärkt und in einem Transientenrekorder registriert. Das in den Strahlengang eingefügte Interferenzfilter mit Transmissionsmaximum auf der Laserwellenlänge reduziert störendes Plasmalicht.

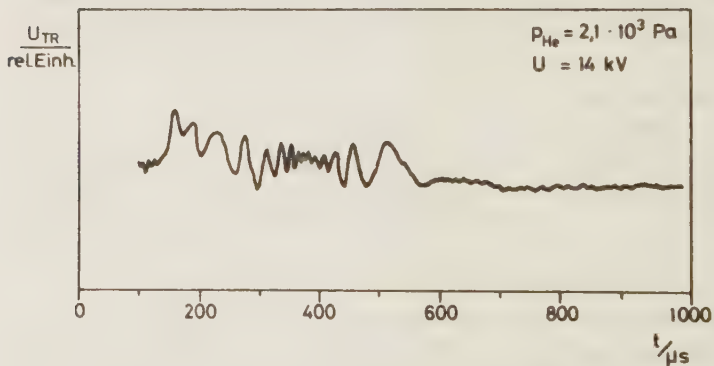


Abb.9: Typisches Interferogramm. Das Maximum der Elektronendichte liegt bei $t \approx 180 \mu\text{s}$.

Abb.9 zeigt das Ergebnis einer Interferometermessung für typische Entladungsbedingungen (Gasdruck $p_{\text{He}} = 2100 \text{ Pa}$, Ladespannung $U = 14 \text{ kV}$). Aus einem solchen Interferogramm läßt sich dann bei bekannter Plasmalänge mit Hilfe der Eccles-Beziehung (Gl.(34)) der zeitliche Verlauf der Elektronendichte ermitteln. In unserem Fall entspricht dabei ein Interferenzstreifen, d.h. das Durchlaufen eines Maximums und eines Minimums der Laserintensität, einer Änderung der Elektronendichte von $\Delta N_e = 3.9 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} / \text{Streifen}$.

Der schnelle Anstieg der Elektronendichte für Zeiten $t \leq 100 \text{ } \mu\text{s}$ nach Entladungsbeginn läßt sich wegen der begrenzten Zeitauflösung des Interferometers nicht beobachten. Als Bezugsphase für die Auswertung der Messungen wird daher das lange Zeit nach dem Abklingen der Entladung registrierte Interferometersignal benutzt, wenn die Elektronendichte wieder nahezu verschwunden ist. Das Maximum der Elektronendichte ist durch den in Abb.9 deutlich erkennbaren Phasensprung bei $t \approx 180 \text{ } \mu\text{s}$ charakterisiert.

Abb.10 zeigt den durch Auszählen der Interferenzstreifen erhaltenen zeitlichen Verlauf der Elektronendichte. Zum Vergleich ist zusätzlich der Stromverlauf der Entladung wiedergegeben. Der Meßfehler bei der Elektronendichtebestimmung läßt sich im wesentlichen auf die Unsicherheiten bei der Berechnung der Phase am Ende der Entladung zurückführen. Dies führt zu einem systematischen Fehler von einem viertel Interferenzstreifen, so daß sich für die Bedingungen aus Abb.10 ein Gesamtfehler von weniger als 5 % ergibt. In einem Zeitintervall von $100 \text{ } \mu\text{s}$ um das Dichtemaximum kann für die späteren Linienprofilmessungen die Elektronendichte als hinreichend konstant angenommen werden (Δt in Abb.10).

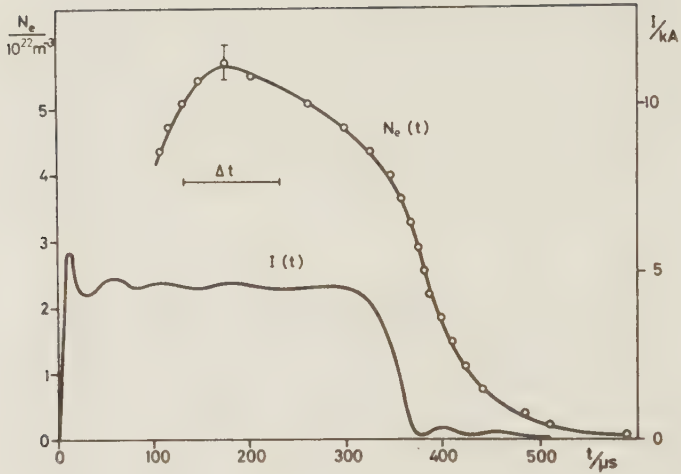


Abb.10: Zeitlicher Verlauf der Elektronendichte und des Entladungsstromes für die Bedingungen aus Abb.9

3.4.2. Elektronentemperatur

Die Elektronentemperatur wurde aus dem Intensitätsverhältnis der HeII-Linie $\lambda=468.6 \text{ nm}$ und der HeI-Linie $\lambda=471.3 \text{ nm}$ bestimmt. Die Wahl dieser beiden Übergänge erwies sich als zweckmäßig, da sich aufgrund der geringen Wellenlängendifferenz eine Korrektur der spektralen Empfindlichkeit der Nachweisapparatur erübrigte. Darüberhinaus werden beide Linien aus optisch dünner Schicht emittiert, wie durch Anwendung der üblichen Rückspiegelmethode nachgewiesen werden konnte.

Die Auswertung der gemessenen Intensitätsverhältnisse erfolgte zunächst unter der Annahme lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) im Plasma. Für die Linienintensitäten $I_{mn}^{(0)}$ und $I_{pq}^{(1)}$ des atomaren Übergangs $m \rightarrow n$ bzw. des Übergangs im Termschema des einfach ionisierten Heliums $p \rightarrow q$ folgt durch Anwendung der Saha-Boltzmann-Gleichung /51/:

$$\frac{I_{pq}^{(1)}}{I_{mn}^{(0)}} = C \cdot \frac{2 (2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3 N_e} \cdot e^{-\frac{\Delta E}{k T_e}} \quad (36)$$

mit
$$C = \frac{\lambda_{mn}^3 f_{qp} g_p}{\lambda_{pq}^3 f_{nm} g_m}$$

und
$$\Delta E = E_{ion}^{(0)} - E_n^{(0)} + E_q^{(1)}.$$

In diesen Ausdrücken bedeuten f die Oszillatorenstärken, g die statistischen Gewichte und E die Term- bzw. Ionisationsenergien.

Aus dem zum Zeitpunkt maximaler Elektronendichte für typische Entladungsbedingungen ($p_{He} = 2100$ Pa, $U = 14$ kV) gemessenen Intensitätsverhältnis ergibt sich dann im Rahmen der LTE-Annahme mit Gl.(36) eine Elektronentemperatur von $T_e = 3.5 \pm 0.5$ eV.

Um den Einfluß einer - bei den untersuchten, vergleichsweise niedrigen Elektronendichten durchaus möglichen - Abweichung des Plasmas vom Zustand des LTE auf die Temperaturbestimmung zu studieren und zu zuverlässigeren Werten für die Elektronentemperatur zu gelangen, wurden

zusätzliche Rechnungen nach einem verbesserten Modell von Mewe /52/ durchgeführt. Für die von Mewe im Rahmen eines Stoß-Strahlungsmodells berechneten Linienintensitätsverhältnisse gilt:

$$\frac{I_{pq}^{(1)}}{I_{mn}^{(0)}} = C \cdot \frac{2b_q^{(1)}}{b_n^{(0)}} \cdot \frac{S(T_e, N_e)}{\alpha(T_e, N_e)} \cdot e^{-\frac{\Delta E'}{kT_e}} \quad (37)$$

mit $\Delta E' = E_{ion}^{(0)} - E_n^{(0)} - E_{ion}^{(1)} + E_q^{(1)}$.

Die numerischen Faktoren $b_q^{(1)}$ bzw. $b_n^{(0)}$ geben die aus dem Stoß-Strahlungsmodell folgende Besetzungsdichte des betreffenden Zustandes in Einheiten der nach der Saha-Boltzmann-Gleichung berechneten Besetzungsdichte an und sind in /52/ tabelliert. S/α ist das Verhältnis des Stoß-Strahlung Ionisations- zum Rekombinationskoeffizienten.

Für die oben beschriebenen Plasmabedingungen liefern die Rechnungen nach dem Stoß-Strahlungsmodell eine Elektronentemperatur von $T_e = 3.8 \pm 0.5$ eV. Dies ist nur wenig höher als die unter der Annahme lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes bestimmte Elektronentemperatur; die in dem hier untersuchten Plasma vorhandenen Abweichungen der Besetzungsdichten vom Zustand lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes sind also für die Elektronentemperaturbestimmung lediglich von geringfügiger Bedeutung.

Abb.11 zeigt die nach dem Stoß-Strahlungsmodell ermittelte Elektronentemperatur für verschiedene Zeitpunkte der Entladung. Deutlich ist die geringe zeitliche Änderung

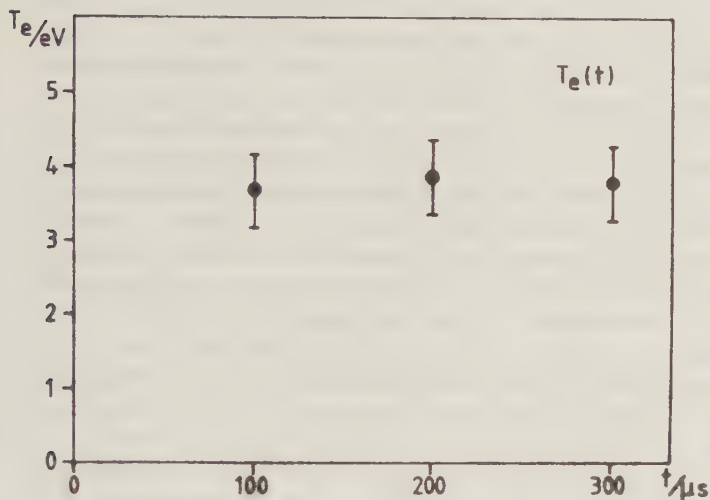


Abb.11: Zeitlicher Verlauf der nach dem Stoß-Strahlungsmodell bestimmten Elektronentemperatur für typische Entladungsbedingungen

der Elektronentemperatur während der für die Linienprofilmessungen relevanten Zeiten von $t = 100\text{--}200 \mu\text{s}$ zu sehen. Die eingezeichneten Fehlerbalken ergeben sich aus Meßfehlern bei den Intensitätsmessungen sowie aus Unsicherheiten bei der Behandlung des Einflusses optischer Dicke der Resonanzlinien auf die Modellrechnungen.

3.5. Betriebsdaten der Entladung

Die Elektronendichte des untersuchten Plasmas kann durch Änderung des Fülldrucks und des Entladungsstroms in einem Bereich von $5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ bis $6 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ variiert werden. Die Linienprofilmessungen beschränken sich im Rahmen dieser Arbeit auf die höheren Dichten im Bereich von $3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Kleinere Elektronendichten führen bei den HeII-Balmerlinien zu einem Dominieren anderer Verbreiterungsmechanismen, wie Doppler- und Apparateverbreiterung, gegenüber dem zu untersuchenden Starkeffekt. Darüberhinaus liegen theoretische Rechnungen meist nur für höhere Elektronendichten vor. Ein Vergleich der gemessenen Linienprofile mit den Theorien wird daher - wegen der erforderlichen Extrapolation der tabellierten Profile - für kleinere Elektronendichten zunehmend unsicherer.

Die Elektronentemperatur erweist sich für den untersuchten Elektronendichtebereich im Rahmen der Meßgenauigkeit als unabhängig von der Elektronendichte, so daß bei den Linienprofilmessungen immer von der in Kap.3.4.2. ermittelten Elektronentemperatur von $3.8 \pm 0.5 \text{ eV}$ ausgegangen werden kann.

4. MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION

4.1. Voruntersuchungen

Die in diesem Experiment punktweise aus Einzelentladungen gewonnenen Linienprofile setzen sich jeweils aus bis zu einigen hundert Einzelmessungen zusammen. Voraussetzung für eine hohe Genauigkeit der ermittelten Profile ist daher insbesondere eine gute Reproduzierbarkeit der Plasmaparameter für die Dauer einer vollständigen Meßreihe.

Zur Überprüfung der Konstanz der Entladungsbedingungen wurden zunächst in mehreren Meßreihen laufend die Plasmaparameter mit den in Kap.3.4. beschriebenen Verfahren kontrolliert. Die Messung des für die Elektronentemperaturbestimmung erforderlichen Intensitätsverhältnisses der Übergänge HeII 468.6 nm und HeI 471.3 nm erfolgte dabei mit dem in Kap.3.2. beschriebenen Monitorsystem ($f = 1/4$ m Gittermonochromator mit OMA-System). Dieses liefert für jede Einzelmessung ein vollständiges, zeitintegriertes Übersichtsspektrum über einen Wellenlängenbereich von 70 nm. Die fehlende Zeitauflösung dieses Nachweissystems ist für die hier beschriebenen Kontrollmessungen unerheblich, da nicht der detaillierte zeitliche Verlauf der Elektronentemperatur, sondern nur deren relative Änderung von Schuß zu Schuß von Interesse ist. Die Schwankungen der so gemessenen Plasmaparameter lagen für die Dauer eines Versuchstages bei über 90 % der Entladungsvorgänge innerhalb der Meßungenauigkeiten der Elektronendichte- bzw. Elektronentemperaturmessung.

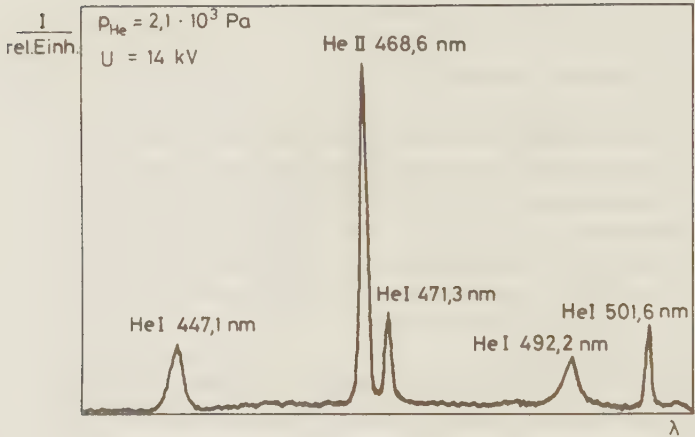


Abb.12: Mit dem OMA-System aufgenommenes Übersichtsspektrum der Entladung

Abb.12 zeigt für typische Entladungsbedingungen ein mit dem OMA-System aufgenommenes Übersichtsspektrum für den Wellenlängenbereich von 440 - 510 nm. Das Intensitätsverhältnis der für die Temperaturbestimmung herangezogenen Übergänge HeII 468.6 nm und HeI 471.3 nm erwies sich als außerordentlich empfindlich gegenüber Änderungen der Entladungsbedingungen. Bei den späteren Linienprofilmessungen wurde daher laufend dieser Spektralbereich mit dem OMA-System überwacht, um die Reproduzierbarkeit der Plasmamaparameter zu überprüfen und von den Normalbedingungen signifikant abweichende Plasmaschüsse vor der weiteren Auswertung auszusortieren. Die Reinheit des zu untersuchenden Plasmas zeigt sich an dem innerhalb des dynamischen Bereiches des OMA-

Systems vollständigen Fehlen von Verunreinigungslinien (z.B. Wasserstoff Balmer- β bei 486.1 nm) in dem in Abb.12 wiedergegebenen Spektralbereich.

Für den quantitativen Vergleich der im weiteren Fortschreiten des Experimentes vermessenen HeII-Balmerlinien mit Theorieprofilen ist die Kenntnis der Apparateverbreiterung des verwendeten Vakuum-UV Monochromators erforderlich. Dazu wurden in einer reinen CO_2 -Entladung Linien des einfach ionisierten Kohlenstoffs aufgenommen, deren Stark- und Dopplerverbreiterung gegenüber dem zu erwartenden Apparateprofil vernachlässigbar sind /51/. Abb.13 zeigt das so an der CII-Linie $\lambda = 176.0 \text{ nm}$ bestimmte Apparateprofil für die bei den weiteren Untersuchungen verwendeten Spaltbreiten von $10 \mu\text{m}$ des Monochromators.

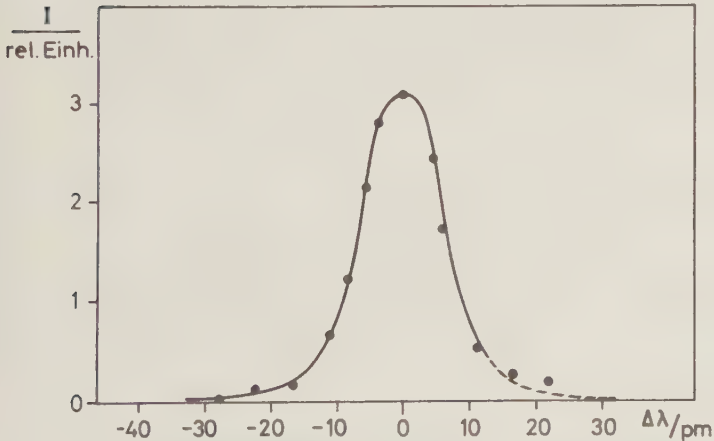


Abb.13: Apparateprofil des Vakuum-UV Monochromators

Die volle Halbwertsbreite des Apparateprofils ergibt sich nach Abb.13 zu 14 pm; die scheinbare Asymmetrie im Bereich $\Delta\lambda > 10$ pm ist auf den Einfluß eines in der Wellenlänge benachbarten Übergangs zurückzuführen und wurde korrigiert (gestrichelte Linie in Abb.13).

4.2. Durchführung der Linienprofilmessungen

Nach diesen Voruntersuchungen wurden im Elektronendichtebereich von $N_e = 3-6 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ in mehreren Meßreihen Profile der Linien HeII Paschen- α , Balmer- α und Balmer- β aufgenommen. Dabei ist jeder Meßwert für einen festen Punkt auf der Wellenlängenskala das Mittel aus zehn unabhängigen Einzelmessungen. Aus der Streuung dieser Stichprobe ergibt sich für die Profilmessungen ein statistischer Fehler von weniger als 10 %. Zusätzlich erfolgte während dieser Messungen eine ständige Kontrolle der Konstanz der Entladungsbedingungen mit Hilfe des OMA-Systems (s. Kap.4.1.). Die so gewonnenen Linienprofile werden in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels diskutiert.

4.3. HeII 468.6 nm (Paschen- α)

Im Fall der Paschen- α Linie können die gemessenen Linienprofile direkt mit den Theorieprofilen verglichen werden, da der Einfluß von Doppler- und Apparateverbreiterung weniger als 10 % der gemessenen Halbwertsbreite des Übergangs beträgt.

Abb.14 zeigt die Profile von Kepple /10/ und Greene /11/, sowie das im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestimmte Linienprofil für eine Elektronendichte von $5.5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

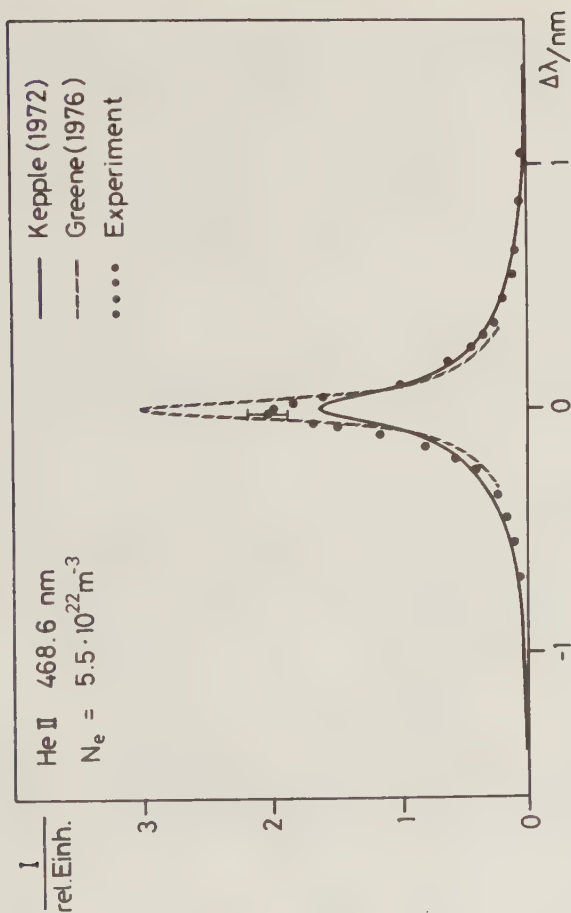


Abb.14: Flächennormierte Profile der HeII Paschen- α Linie für $N_e = 5.5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$

Sämtliche Profile sind flächennormiert; die Anpassung der für $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ tabellierten Theorieprofile an die im Experiment vorliegende Elektronendichte erfolgte durch Umrechnung der $S(\alpha)$ -Darstellung (s. Kap.2.6.) auf die Wellenlängenskala. Hier wie auch in den folgenden Darstellungen ist $\Delta\lambda = 0$ so gewählt, daß die Theorieprofile symmetrisch bezüglich dieses Nullpunktes sind.

Unsere Untersuchungen zeigen, daß weder die Theorie von Kepple noch die von Greene den vollständigen Profilverlauf richtig zu beschreiben vermögen; vielmehr liegt das gemessene Linienprofil zwischen den theoretisch berechneten.

Dieser Sachverhalt ist auch aus Abb.15 zu ersehen, in der von verschiedenen Autoren gemessene bzw. berechnete Halbwertsbreiten für die Paschen- α Linie in Abhängigkeit von der Elektronendichte aufgetragen sind. Die Mehrzahl der experimentellen Arbeiten zeigt gute Übereinstimmung der gemessenen Halbwertsbreiten mit den stoßtheoretischen Rechnungen von Griem und Shen /9/, die im Gegensatz zu Kepple /10/ weder den Einfluß von inelastischen Stößen noch von Quadrupoleffekten auf die Linienverbreiterung berücksichtigen. Diese Tendenz wird ebenfalls durch die Ergebnisse unserer Untersuchungen bestätigt.

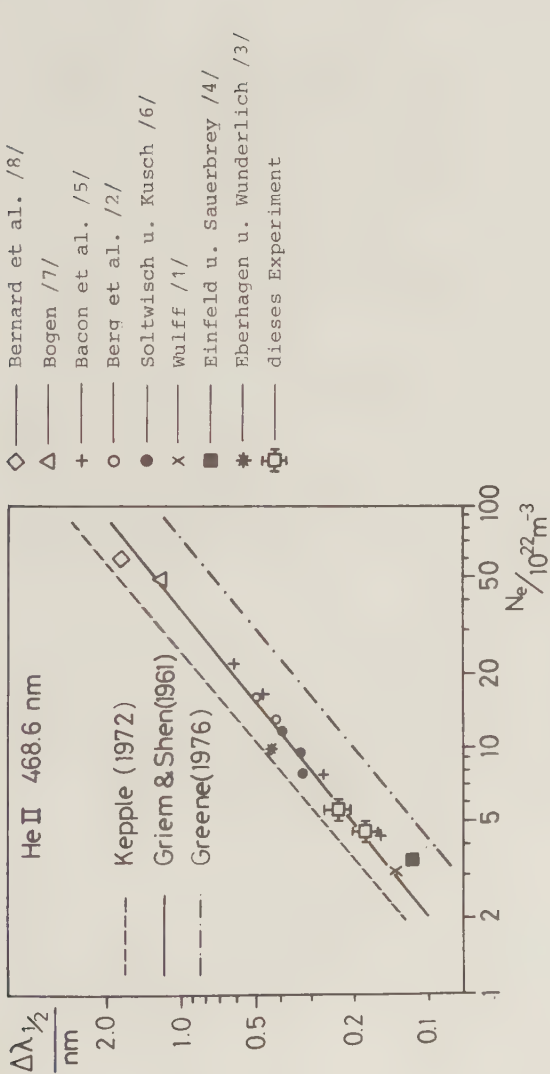


Abb.15: Von verschiedenen Autoren gemessene Halbwertsbreiten der HeII Paschen- α Linie in Abhängigkeit von der Elektronendichte. Zum Vergleich sind zusätzlich die aus den Theorien /9 - 11/ folgenden Halbwertsbreiten aufgetragen.

4.4. HeII 164.0 nm (Balmer- α)

Für die HeII Balmer- α Linie ist ein unmittelbarer Vergleich der experimentell bestimmten Linienprofile mit den theoretisch berechneten nicht möglich, da wegen der vergleichsweise geringen Starkverbreiterung dieses Übergangs der Einfluß von Doppler- und Apparateverbreiterung auf das gemessene Linienprofil erheblich ist. Um diese zusätzlichen Verbreiterungsmechanismen zu berücksichtigen, wurden die Theorieprofile (s. Kap.2.6.) durch Faltung mit dem Apparateprofil des Vakuum-UV Monochromators (Abb.13 aus Kap.4.1.) und einem Dopplerprofil korrigiert. Eine Messung der hierzu benötigten Dopplertemperatur an HeII-Linien war nicht möglich, da wegen der hohen Elektronendichte des untersuchten Plasmas für alle beobachtbaren Übergänge des Heliums die Starkverbreiterung gegenüber dem Dopplereffekt dominiert. Bei den in unserer Entladung herrschenden Plasmaparametern sollte jedoch die Dopplertemperatur nur geringfügig niedriger sein als die in Kap.3.4.2. bestimmte Elektronentemperatur /53/. Dies wurde experimentell von Durand /43/ an einer ähnlichen Entladung wie der hier eingesetzten durch Messungen von Verunreinigungslinien (OII 464.9 nm, OII 470.5 nm) bestätigt. Da ferner die Dopplerbreite einer Spektrallinie nur von der Quadratwurzel der Dopplertemperatur abhängt, ist es für die hier durchgeführten Korrekturen gerechtfertigt, die Dopplertemperatur gleich der Elektronentemperatur zu setzen.

4.4.1. Untersuchung der Selbstabsorption

Da die Balmer- α Linie vergleichsweise empfindlich für Selbstabsorption ist, wurde zunächst der Einfluß optischer Dicke auf die gemessenen Linienprofile experimentell untersucht. Die Anwendung der im sichtbaren Spektralbereich üblichen Rückspiegelmethode kam dazu nicht in Frage, da - neben der beträchtlichen und zudem nicht genau bekannten Absorption der im Vakuum-UV erforderlichen Lithiumfluoridfenster - die Herstellung eines Hohlspiegels mit dem benötigten hohen Reflektionskoeffizienten problematisch war.

Zur Überprüfung der Selbstabsorption wurden daher in mehreren Meßreihen Profile der Balmer- α Linie bei jeweils identischen Entladungsbedingungen, aber unterschiedlichen Plasmalängen aufgenommen. Die Änderung der effektiven Länge der Plasmasäule erfolgte durch Verdrängung des Plasmas mittels eines Quarzstabes, der vom abgewandten Ende in das Entladungsrohr eingeschoben wurde (vgl. Abb.4 aus Kap.3.1.1.).

Abb.16 zeigt ein auf diese Weise gemessenes Profil der Balmer- α Linie für den Fall halber Plasmalänge (mit Stab) im Vergleich zu einem bei der vollen Länge der beobachteten Plasmasäule gewonnenen (ohne Stab). Beide Messungen erfolgten bei der höchsten im Rahmen dieses Experimentes untersuchten Elektronendichte von $N_e = 5.5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Die Linienprofile sind auf gleiche Maximalintensitäten normiert; ein etwa vorhandener Einfluß optischer Dicke sollte sich dann - da die Selbstabsorption im Kern einer Linie stärker ist als in den Linienflügeln - in einem steileren Abfall der Linienflügel für die Messung bei der kleineren Plasmalänge bemerkbar machen. Ein solcher Effekt ist bei

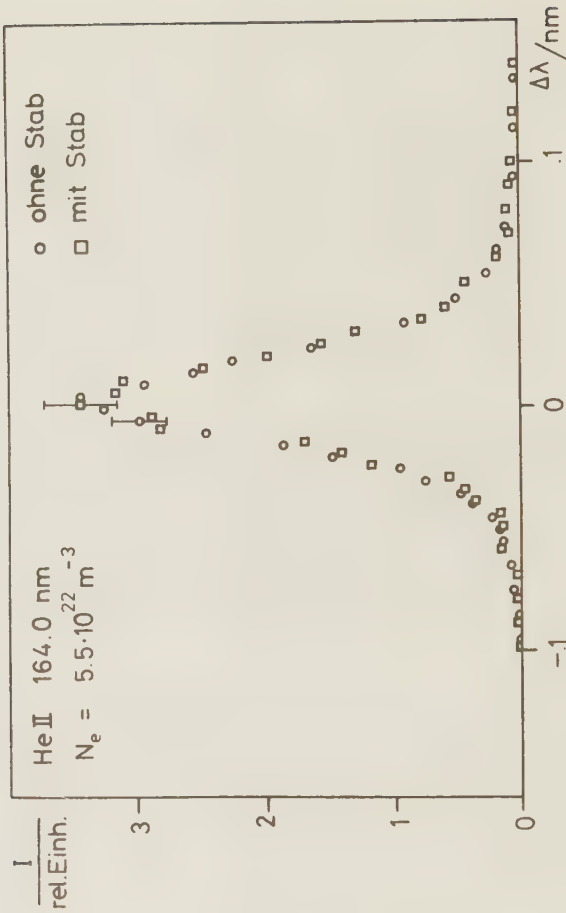


Abb.16: Vergleich von bei unterschiedlichen Plasmalängen gemessenen HeII Balmer- α Profilen zur Bestimmung der Selbstabsorption

den in Abb.16 aufgetragenen Linienprofilen im Rahmen der Meßgenauigkeiten nicht zu beobachten; die Emission der Balmer- α Linie erfolgt also bei den im weiteren Verlauf des Experimentes durchgeführten Profilmessungen immer aus hinreichend optisch dünner Schicht.

4.4.2. Einfluß der Feinstruktur

Ein weiteres Problem bei dem Vergleich der gemessenen Balmer- α Linienprofile mit den Theorien stellt die Feinstrukturaufspaltung dieses Übergangs dar, da der Abstand der beiden stärksten Feinstrukturkomponenten bereits 14 pm beträgt /54/ und somit von der gleichen Größenordnung ist wie die in unserem Experiment zu erwartende Stark-Halbwertsbreite.

Da Feinstruktur- und Starkaufspaltung nicht unabhängig voneinander sind /28/, erfordert eine korrekte theoretische Beschreibung des Linienprofils die Einbeziehung beider Effekte vom Beginn der Rechnungen an. Ansätze dazu finden sich in einer Arbeit von Lee /55/, der die Bedeutung der Feinstruktur für starkverbreiterte Lymanübergänge hochgeladener Ionen diskutiert. Im Fall der Wasserstoff Balmer- α Linie wurde von Leitner /56/ für statische Felder die Feinstrukturaufspaltung einiger Starkkomponenten berechnet. Die zur Verfügung stehenden theoretischen Rechnungen für Profile der HeII Balmer- α Linie gehen jedoch alle von einer vollständigen Entartung der Zustände gleicher Hauptquantenzahl aus. Daher wurde in dieser Arbeit die zusätzliche Verbreiterung des Linienprofils durch die Feinstruktur in erster Annäherung berücksichtigt.

Stärkeffekt bzw. Feinstruktur eines Zustandes mit der Hauptquantenzahl n zeigen entgegengesetzte Abhängigkeiten

von der Hauptquantenzahl: Während der Einfluß des Stark-effektes mit größer werdendem n wächst, nimmt die Feinstrukturaufspaltung des entsprechenden Niveaus ab. Näherungsweise läßt sich daher im Fall des Balmer- α Übergangs der Zustand $n = 2$ als ausschließlich durch Feinstruktur aufgespalten, der Zustand $n = 3$ als rein starkverbreitert betrachten. Dies erlaubt eine getrennte Behandlung der beiden Effekte. Im Rahmen unseres Modells setzt sich daher das Gesamtprofil aus der Summe der einzelnen Feinstrukturkomponenten zusammen, die jede für sich gemäß der jeweils betrachteten Theorie starkverbreitert sind. Die Einflüsse von Doppler- bzw. Apparateeffekt sind in den dazu benutzten Starkprofilen bereits berücksichtigt. In gleicher Weise haben Ehrich und Kelleher in einer früheren Arbeit Feinstruktureffekte an der Wasserstoff Balmer- α Linie bei kleinen Elektronendichten experimentell behandelt /57/.

Die so ermittelten, korrigierten HeII Balmer- α Profile werden im folgenden mit den gemessenen Linienprofilen verglichen und diskutiert.

4.4.3. Diskussion der Balmer- α Linienprofile

Abb.17 zeigt das für eine Elektronendichte von $5.5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ gemessene Linienprofil des HeII Balmer- α Übergangs im Vergleich zu den Ergebnissen der verschiedenen Theorien. Die Theorieprofile schließen dabei in der oben beschriebenen Weise sowohl die Doppler- und Apparateverbreiterung wie auch die Feinstrukturaufspaltung ein; die dazu erforderlichen Rechnungen wurden numerisch mit Hilfe eines Kleinrechners durchgeführt.

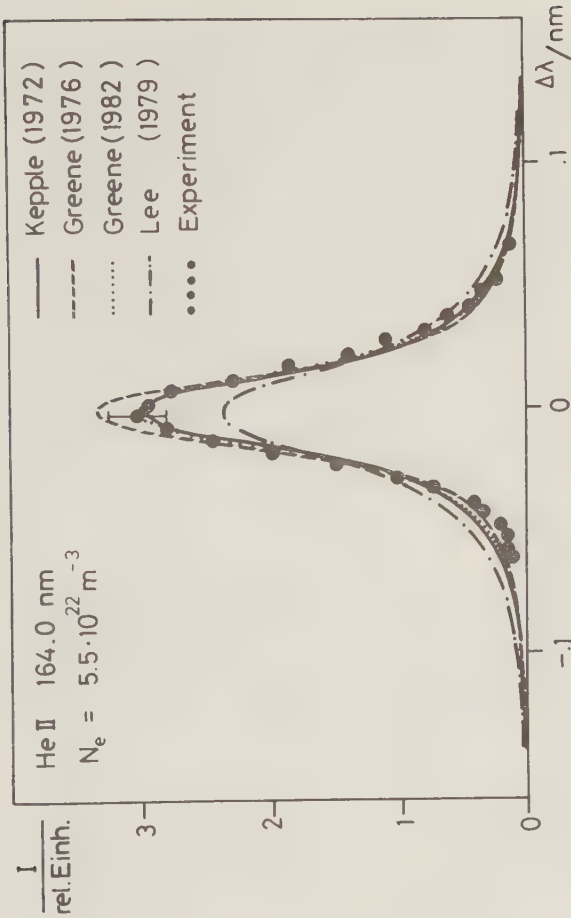


Abb.17: Flächennormierte Profile der HeII Balmer- α Linie für $N_e = 5.5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Die angegebenen Theorieprofile sind bezüglich der Feinstrukturaufspaltung korrigiert.

Innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen findet man - insbesondere in dem für den Vergleich der verschiedenen Theorien wichtigen Linienkern - eine gute Übereinstimmung des gemessenen Linienprofils mit den Theorien von Kepple /10/ und von Greene (1982) /17/. Die ohnehin geringen Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Rechnungen von Kepple und denen von Greene (1982) (vgl. Abb.2 aus Kap.2.6.) verschwinden wegen der in Abb.17 zusätzlich berücksichtigten Verbreiterungsmechanismen fast vollständig, so daß im Rahmen der Meßgenauigkeit zwischen diesen Theorien nicht unterschieden werden kann. Die früheren Rechnungen von Greene (1976) /11/, welche im Gegensatz zu /17/ die Ionendynamik nicht berücksichtigen, liefern dagegen ein signifikant schmaleres Linienprofil; im Gegensatz dazu ist das von Lee /16/ angegebene Profil erheblich breiter als das gemessene.

Um den Einfluß der Feinstruktur auf die Starkverbreiterung des Balmer- α Übergangs zu verdeutlichen, sind in Abb.18 die entsprechenden Linienprofile - nun jedoch ohne Berücksichtigung der Feinstrukturaufspaltung - dargestellt. Deutlich ist die Abnahme der Linienbreite der Theorieprofile bei Vernachlässigung der Feinstruktur zu erkennen.

Abb.19 zeigt ein bei $N_e = 3.3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ gemessenes Linienprofil im Vergleich mit den verschiedenen Theorien; die Feinstruktur ist hier wieder berücksichtigt. Die bei höherer Elektronendichte gefundenen Resultate werden qualitativ bestätigt, jedoch sind nun die Unterschiede zwischen den verschiedenen Theorieprofilen wegen des größeren Einflusses der übrigen Verbreiterungsmechanismen gegenüber dem Starkeffekt weniger stark ausgeprägt. Daher sind die Schlußfolgerungen aus einem Vergleich mit dem gemessenen Profil unsicherer als bei den Verhältnissen aus Abb.17.

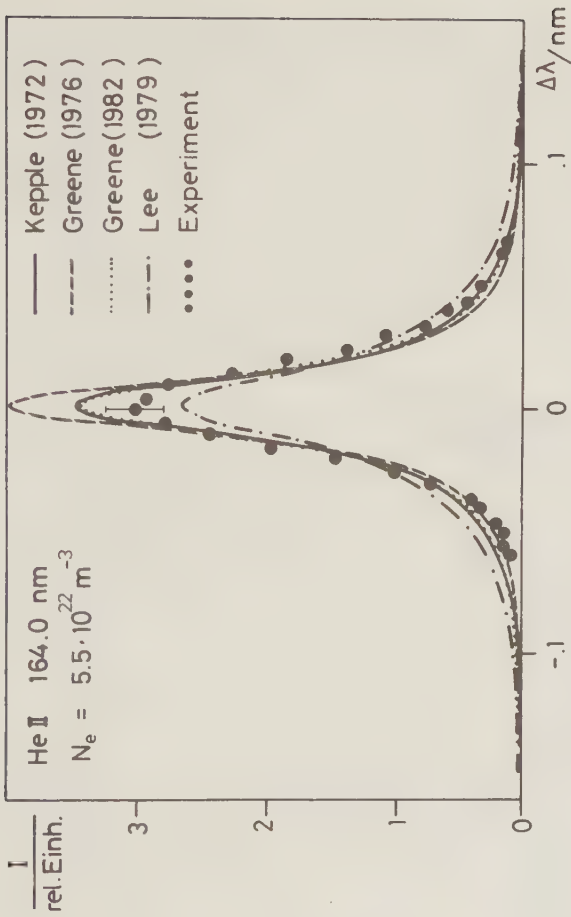


Abb.18: Wie Abb.17, jedoch ohne Berücksichtigung der Feinstruktur

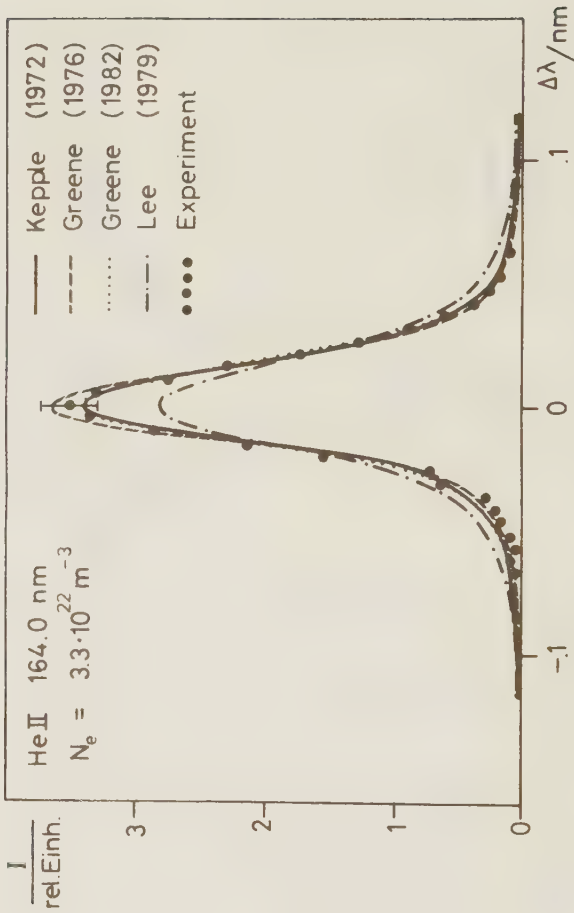


Abb.19: Wie Abb.17, jedoch $N_e = 3.3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$

Ein unmittelbarer Vergleich der gemessenen HeII Balmer- α Profile mit früheren Experimenten ist nicht möglich, da die den Untersuchungen zugrundeliegenden unterschiedlichen experimentellen Bedingungen jeweils verschiedene Einflüsse auf das gemessene Linienprofil haben (Apparateverbreiterung, Selbstabsorption). Die von den verschiedenen Autoren durchgeführten Vergleiche der gemessenen Linienprofile mit der Theorie von Kepple /10/, die für die früheren Untersuchungen als einzige verfügbar war, läßt jedoch die Diskussion von Tendenzen der experimentellen Resultate zu.

In diesem Sinne bestätigen die im Rahmen unserer Untersuchungen durchgeführten Messungen die von Jones et al. /13/ bei höheren Elektronendichten ($N_e = 1-3 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$) gefundene gute Übereinstimmung der gemessenen Balmer- α Profile mit den Rechnungen von Kepple /10/ im Linienkern. Die Messungen von Hessberg und Böttcher /12/ ($N_e = 2-4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$) sowie von Smith und Burgess /14/ ($N_e = 0.85-1.65 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$) erlauben wegen der in den untersuchten Plasmen auftretenden Selbstabsorption der Balmer- α Linie nur in den Linienflügeln vergleichsweise zuverlässige Aussagen über den Profilverlauf. Die Ergebnisse dieser Arbeiten sind widersprüchlich: Während die Flügelintensitäten bei Hessberg und Böttcher kleiner sind als die von Kepple berechneten - dies entspricht der in den hier vorgestellten Messungen gefundenen Tendenz -, finden Smith und Burgess systematisch höhere Flügelintensitäten.

Mögliche Fehlerquellen, die diese widersprüchlichen Resultate erklären könnten, sind zum Einen das Fehlen einer zuverlässigen, unabhängigen Elektronendichtebestimmung in /12/ bzw. /13/, zum Anderen die Unsicherheiten bei

der in /12/ und /14/ erforderlichen Korrektur der optischen Dicke. Die höheren Flügelintensitäten in /14/ lassen sich möglicherweise auch auf Plasmaverunreinigungen zurückführen.

4.5. HeII 121.5 nm (Balmer- β)

Auch im Fall der HeII Balmer- β Linie ist der Einfluß der Doppler- bzw. Apparateverbreiterung auf das gemessene Linienprofil von Bedeutung. Die zum Vergleich mit dem Experiment herangezogenen Theorieprofile wurden daher in der schon für den Balmer- α Übergang beschriebenen Weise (s. Kap.4.4.) bezüglich dieser zusätzlichen Verbreiterungsmechanismen korrigiert.

Dagegen ist die Feinstrukturaufspaltung der Balmer- β Linie, verglichen mit der zu erwartenden Starkverbreiterung, vernachlässigbar. Auch ein Einfluß von Selbstabsorption auf das experimentell bestimmte Linienprofil ist auszuschließen, da diese sich bereits für den Balmer- α Übergang als unerheblich erwiesen hat (vgl. Abschn.4.4.1.) und bei der Balmer- β Linie noch kleiner sein sollte.

Ein wesentliches Problem bei der Messung des HeII Balmer- β Profils sind jedoch mögliche Wasserstoffverunreinigungen des untersuchten Plasmas. Wie aus der Rydberg-Serienformel unmittelbar zu ersehen ist, fällt nämlich die Wellenlänge des Wasserstoff Lyman- α Übergangs - abgesehen von kleinen Korrekturen aufgrund der verschiedenen Kernmassen - mit der Wellenlänge der zu untersuchenden HeII Balmer- β Linie zusammen. Abb.20 zeigt ein im Anfangsstadium der Untersuchungen aufge-

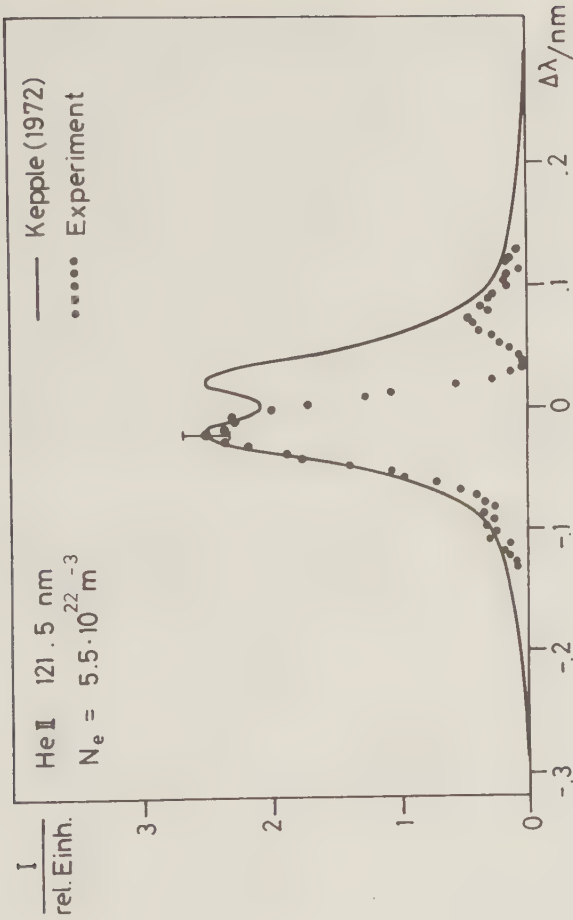


Abb.20: Für $N_e = 5.5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ gemessenes He II Balmer- β Profil mit Wasserstoff Lyman- α Absorption. Zum Vergleich ist zusätzlich das auf gleiche Maximumintensität normierte Theorieprofil nach /10/ aufgetragen.

nommenes Profil der HeII Balmer- β Linie, als noch keine besonderen Maßnahmen zur Beseitigung von Wasserstoffverunreinigungen getroffen wurden. Zum Vergleich ist das nach der Theorie von Kepple /10/ berechnete und bezüglich Doppler - und Apparateverbreiterung korrigierte Linienprofil aufgetragen; die Profile sind auf gleiche Maximumintensitäten normiert. Deutlich ist die unerwartet starke Asymmetrie des gemessenen Linienprofils zu erkennen: Das bei der größeren Wellenlänge liegende Maximum der für Balmer- β typischen Doppelstruktur ist nahezu vollständig unterdrückt. Dieser Effekt wurde bereits in früheren Untersuchungen von van Zandt et al. beobachtet und auf Wasserstoff Lyman- α Absorption in kalten Randschichten des Plasmas zurückgeführt /15/.

Der Einfluß der Wasserstoff Lyman- α Absorption auf das gemessene Linienprofil konnte bei dem hier untersuchten Plasma durch ständiges Ausheizen des Entladungsgefäßes (vgl. Kap.3.1.1.) im Rahmen der Meßgenauigkeit vollständig beseitigt werden. In Abb.21 ist ein so gemessenes Profil des HeII Balmer- β Übergangs für eine Elektronendichte von $N_e = 5.5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ mit den verfügbaren Theorieprofilen von Kepple /10/ und Lee /16/ verglichen. Alle Profile sind flächennormiert. Wie auch bei der Balmer- α Linie (vgl. Abschn.4.4.3.) ist das von Lee angegebene Linienprofil in den nahen Flügeln signifikant breiter als das gemessene. Die Rechnungen von Kepple stimmen dagegen - mit Ausnahme der in der Theorie zu stark ausgeprägten Struktur im Linienzentrum - im Rahmen der Meßgenauigkeit gut mit der Messung überein.

Dieses Resultat wird auch von Messungen bei kleinerer Elektronendichte in der Tendenz bestätigt (s. Abb.22). Wegen des vergleichsweise größeren Einflusses von Doppler-

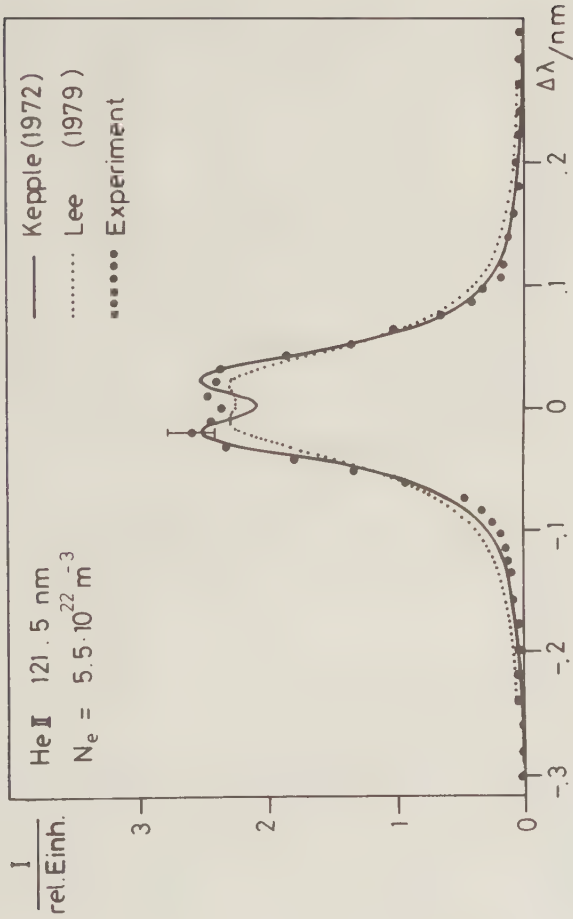


Abb.21: Flächennormierte Profile der HeII Balmer- β Linie für $N_e = 5.5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Die Absorption aufgrund von Wasserstoffverunreinigungen wurde durch Ausheizen des Entladungsgefäßes beseitigt.

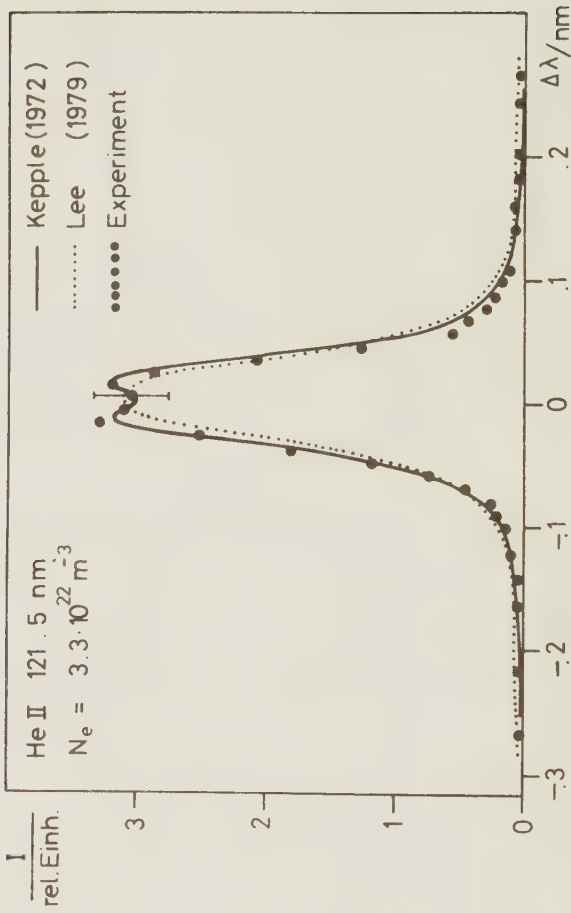


Abb.22: Wie Abb.21, jedoch $N_e = 3.3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$

und Apparateverbreiterung und der größeren Meßfehler aufgrund kleinerer Lichtintensitäten ist diese Messung jedoch weniger aussagekräftig als die bei höherer Elektronendichte.

Ein Vergleich der in den hier beschriebenen Untersuchungen ermittelten Profile des HeII Balmer- β Übergangs mit den in früheren Experimenten gefundenen läßt sich aus den schon für Balmer- α diskutierten Gründen (s. Abschn.4.4.3.) nur indirekt über die nach /10/ berechneten Linienprofile durchführen. Sowohl Hessberg und Böttcher /12/ als auch Eberhagen und Wunderlich /3/ geben - im Gegensatz zu den hier gefundenen Ergebnissen - gegenüber den Rechnungen von Kepple schmalere Balmer- β Profile an. Die erwähnten Arbeiten wurden jedoch bei wesentlich höheren Elektronendichten ($N_e = 2-4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ in /12/) bzw. -temperaturen ($T_e = 15-23 \text{ eV}$ in /3/) durchgeführt, so daß sich die dort gemachten Aussagen nicht ohne weiteres auf die in dem hier untersuchten Plasma vorliegenden Parameter übertragen lassen.

Die von van Zandt et al. /15/ bei einer Elektronendichte von $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ gemessenen HeII Balmer- β Profile zeigen eine im Vergleich zur Theorie um 10-45 % größere Halbwertsbreite, während die im Rahmen unserer Untersuchungen gefundenen Halbwertsbreiten nicht signifikant von den nach /10/ berechneten abweichen. Diese Diskrepanz läßt sich auf Unsicherheiten der in /15/ durch Anpassung gemessener HeII Paschen- α Profile an die Rechnungen von Kepple bestimmten Elektronendichte zurückführen. Da die bei Kepple /10/ tabellierten Linienprofile für den Paschen- α Übergang systematisch zu große Halbwertsbreiten liefern (vgl. Abb.15 aus Kap.4.3.), sollte die in /15/

angegebene Elektronendichte zu niedrig bestimmt sein; dies erklärt qualitativ die dort gefundenen, gegenüber der Theorie größeren Halbwertsbreiten für die Balmer- β Linie. Eine weitere mögliche Fehlerquelle ist der in /15/ beträchtliche Einfluß von Wasserstoff Lyman- α Absorption auf das gemessene HeII Balmer- β Profil.

Die jüngeren Untersuchungen von Smith und Burgess /14/ bei Elektronendichten von $N_e = 0.85-1.65 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ ergeben - wie schon bei Balmer- α - gegenüber Kepple höhere Flügelintensitäten. Eine zuverlässige Aussage über den Verlauf der dort gemessenen Balmer- β Profile im Linienkern ist nicht möglich, da Smith und Burgess im dafür wichtigen Bereich der Wasserstoff Lyman- α Wellenlänge keine Meßpunkte angeben.

4.6. Zusammenfassende Diskussion der Linienprofile und Schlußfolgerungen

Im Fall der Paschen- α Linie HeII 468.6 nm ergeben die Rechnungen von Kepple /10/, in denen die Elektronen im Rahmen der Stoßtheorie behandelt werden, im untersuchten Elektronendichtebereich von $N_e = 3-6 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ signifikant breitere Profile als das hier durchgeführte Experiment; dagegen sind die von Greene /11/ nach der Unified Theory ermittelten Profile gegenüber den gemessenen deutlich schmaler. Der wesentliche Unterschied zwischen diesen Theorien liegt in der unterschiedlichen Behandlung des bei der Berechnung der Elektronenverbreiterungsfunktion auftretenden Interferenzterms (s. Kap.2.6.), der in /10/ nicht vollständig berücksichtigt wird. Ionendynamische Effekte werden in beiden Theorien vernachlässigt. Wie in /17/ diskutiert, könnte eine zusätzliche Berücksich-

tigung der Ionendynamik die gefundenen Diskrepanzen zwischen der Theorie von Greene /11/ und den experimentellen Ergebnissen tendenziell erklären.

Die Bedeutung des Einflusses ionendynamischer Effekte auf die Starkverbreiterung wird durch die hier für die HeII-Balmerlinien gefundenen Ergebnisse bestätigt. Für die Balmer- α Linie HeII 164.0 nm liegen Rechnungen nach der Unified Theory sowohl mit als auch ohne Ionendynamik vor /11, 17/, so daß der Einfluß ionendynamischer Effekte auf die Starkverbreiterung dieses Übergangs unmittelbar untersucht werden kann. Nach zusätzlicher Berücksichtigung der Balmer- α Feinstruktur findet sich eine gute Übereinstimmung des gemessenen Linienprofils mit der Theorie von Greene /17/, in der die Ionendynamik enthalten ist. Die bei der Balmer- β Linie HeII 121.5 nm im Vergleich zu den Rechnungen von Kepple /10/ gefundenen Diskrepanzen im Linienzentrum lassen sich ebenfalls mit dem Einfluß ionendynamischer Effekte erklären.

Die von Lee /16/ berechneten Profile der HeII-Balmerlinien sind sowohl für Balmer- α wie auch Balmer- β signifikant breiter als die gemessenen. Diese Tendenz ist darauf zurückzuführen, daß die Rechnungen von Lee zwar in der Behandlung des Interferenzterms mit der Theorie von Kepple übereinstimmen, aber im Gegensatz zu Kepple zusätzlich den ionendynamischen Beitrag zum Linienprofil berücksichtigen. In der Tat gleichen die von Lee zusätzlich angegebenen Profile, in denen die Ionendynamik vernachlässigt wurde, nahezu denen von Kepple (s. Kap.2.6.). Die gefundenen Diskrepanzen zwischen den experimentell bestimmten Balmerlinienprofilen und den von Lee berechneten sind jedoch für Balmer- α wesentlich größer als für Balmer- β . Dies ist qualitativ in Übereinstimmung mit dem für größeres Δn des betrachteten Übergangs abnehmenden Einfluß des Interferenzterms auf die Linienverbreiterung.

Die oben zusammengefaßten Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zeigen, daß sowohl die Berücksichtigung ionendynamischer Effekte wie auch die vollständige Behandlung des Interferenzterms wesentliche Voraussetzung für die zuverlässige theoretische Beschreibung starkverbreiteter Helium-Ionenlinienprofile sind; dies ist in Übereinstimmung mit der schon in einer früheren Arbeit von Seidel /18/ herausgestellten Bedeutung der Ionendynamik wie auch des Interferenzterms für die Theorie der Starkverbreiterung von Wasserstofflinien.

Darüberhinaus steht mit den hier gemessenen Linienprofilen nunmehr auch für HeII-Balmerlinien verlässliches experimentelles Datenmaterial zur Verfügung, das unmittelbar zur Diagnostik von Labor- wie auch astrophysikalischen Plasmen herangezogen werden kann.

5. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurde die Starkverbreiterung von Helium-Ionenlinien am Beispiel der Übergänge HeII 164.0 nm (Balmer- α), HeII 121.5 nm (Balmer- β) und HeII 468.6 nm (Paschen- α) bei Elektronendichten von $3\text{--}6 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ untersucht. Gegenüber früheren Messungen konnte eine erhebliche Steigerung der experimentellen Genauigkeit erreicht werden. Dabei ist als wesentlicher Aspekt die von der Linienverbreiterung unabhängige Elektronendichtebestimmung zu erwähnen, die in dem hier beschriebenen Experiment mit einem Laserinterferometer erfolgte. Eine zuverlässige Bestimmung des Profilverlaufs im für den Vergleich mit den Theorien wichtigen Linienkern gelang auch für die experimentell vergleichsweise schwer zugänglichen HeII-Balmerlinien. Wasserstoffverunreinigungen, die durch Wasserstoff Lyman- α Absorption zu einer erheblichen Verfälschung gemessener HeII Balmer- β Profile führen, konnten durch den Einsatz einer verbesserten Plasmalichtquelle hoher Reinheit weitgehend beseitigt werden. Weiterhin ließ sich durch geeignete Wahl der Entladungsparameter der insbesondere für den HeII Balmer- α Übergang kritische Einfluß von Selbstabsorption auf die gemessenen Linienprofile vermeiden.

Neben dem Vergleich mit der älteren Theorie von Kepple wurde - im Fall der HeII-Balmerlinien erstmalig - auch ein unmittelbarer Vergleich der gemessenen Linienprofile mit jüngeren Theorien durchgeführt. Als wesentliches Resultat dieser Untersuchungen stellte sich heraus, daß eine zuverlässige theoretische Beschreibung der untersuchten Helium-Ionenlinien sowohl die Berücksichtigung der Ionendynamik wie auch die korrekte Behandlung des bei der Berechnung der Elektronenstoßverbreiterung auftretenden

Interferenzterms voraussetzt: Eine Vernachlässigung der ionendynamischen Effekte führt zu einer Aufsteilung, eine unvollständige Behandlung des Interferenzterms dagegen zu einer zusätzlichen Verbreiterung der berechneten Linienprofile. Die dennoch vergleichsweise gute Übereinstimmung der gemessenen HeII Balmer- α Profile mit den Rechnungen von Kepple - in denen weder die Ionendynamik noch der vollständige Interferenzterm berücksichtigt sind - ist als eher zufällig zu bewerten und läßt sich damit erklären, daß die Auswirkungen der erwähnten Vernachlässigungen auf das resultierende Linienprofil sich teilweise kompensieren.

Erstmals wurde im Rahmen dieser Arbeit der Einfluß der Feinstruktur auf die Starkverbreiterung der HeII Balmer- α Linie in Modellrechnungen berücksichtigt. Die allen Theorien zugrundeliegende Annahme vollständiger Entartung der am Übergang beteiligten Niveaus gleicher Hauptquantenzahl ist zwar für hohe Elektronendichten gerechtfertigt, in dem hier untersuchten Elektronendichtebereich trägt die Feinstrukturaufspaltung jedoch erheblich zum Gesamtprofil der Balmer- α Linie bei.

Über den Nachweis der Bedeutung der Ionendynamik und des Interferenzterms, sowie - im Fall der HeII Balmer- α Linie - der Feinstruktur für die theoretische Beschreibung der Starkverbreiterung von Helium-Ionenlinien hinaus steht mit den in der vorliegenden Arbeit gemessenen Linienprofilen erstmals auch für HeII-Balmerlinien zuverlässiges experimentelles Datenmaterial zur Verfügung, das unmittelbar zur Diagnostik von Labor- wie auch astrophysikalischen Plasmen herangezogen werden kann.

Für die Zukunft erscheint - in Ergänzung der vorliegenden Arbeit - eine quantitative Untersuchung des Einflusses ionendynamischer Effekte auf die Starkverbreiterung von Helium-Ionenlinien sinnvoll. Dies könnte durch eine Erweiterung des hier beschriebenen Experimentes auf Gasgemische erfolgen, die eine gezielte Variation der Störermasse erlauben.

6. LITERATURVERZEICHNIS

1. H. WULFF, Z. Physik 150, 614 (1958)
2. H.F. BERG, A.W. ALI, R. LINCKE und H.R. GRIEM,
Phys. Rev. 125, 199 (1962)
3. A. EBERHAGEN und R. WUNDERLICH, Z. Physik 232, 1 (1970)
4. D. EINFELD und G. SAUERBREY, Z. Naturforsch.
31a, 310 (1976)
5. M.A. BACON, A.J. BARNARD und F.L. CURZON, J. Quant.
Spectroscop. Radiat. Transfer 18, 399 (1977)
6. H. SOLTWISCH und H.J. KUSCH, Z. Naturforsch.
34a, 300 (1979)
7. P. BOGEN, Z. Naturforsch. 25a, 1151 (1970)
8. J.E. BERNARD, F.L. CURZON und A.J. BARNARD, in:
Spectral Line Shapes, ed. B. Wende, p.153-164,
deGruyter, Berlin 1981
9. H.R. GRIEM und K.Z. SHEN, Phys. Rev. 122, 1490 (1961)
10. P.C. KEPPLER, Phys. Rev. A 6, 1 (1972)
11. R.L. GREENE, Phys. Rev. A 14, 1447 (1976)
12. H. HESSBERG und W. BÖTTICHER, Z. Naturforsch.
22a, 316 (1967)
13. L.A. JONES, J.R. GREIG, T. ODA und H.R. GRIEM,
Phys. Rev. A 4, 833 (1971)
14. C.C. SMITH und D.D. BURGESS, J. Phys. B.:
Atom. Molec. Phys. 11, 2087 (1978)
15. J.R. VAN ZANDT, J.C. ADCOCK und H.R. GRIEM,
Phys. Rev. A 14, 2126 (1978)
16. R.W. LEE, J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. 12, 1129 (1979)

17. R.L. GREENE, J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. 15, 1831 (1982)
18. J. SEIDEL, in: Spectral Line Shapes, ed. B. Wende, p. 3-40, deGruyter, Berlin 1981
19. C.F. HOOPER, Phys. Rev. 165, 215 (1968)
20. H.R. GRIEM, Spectral Line Broadening by Plasmas, Academic Press, New York 1974
21. M. BARANGER, in: Atomic and Molecular Processes, ed. D.R. Bates, Kapitel 13, Academic Press Inc., New York 1962
22. C.A. IGLESIAS, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 30, 55 (1983)
23. E.W. SMITH, J. COOPER und C.R. VIDAL, Phys. Rev. 185, 140 (1969)
24. D.D. BURGESS, J. Phys. B 3, L70 (1970)
25. D.E. KELLEHER, W.L. WIESE, Phys. Rev. Lett. 31, 1431 (1973)
26. K. GRÜTZMACHER, B. WENDE, Phys. Rev. A 16, 243 (1977)
27. A. PIEL und H. RICHTER, Z. Naturforsch. 38a, 37 (1983)
28. H.A. BETHE und E.E. SALPETER, Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Systems, in: Handbuch der Physik, ed. S. Flügge, Vol. XXXV, Springer, Berlin 1957
29. J. HOLTSMARK, Ann. d. Phys. 58, 577 (1919)
30. B. MOZER und M. BARANGER, Phys. Rev. 118, 626 (1960)
31. C.F. HOOPER, Phys. Rev. 149, 77 (1966)
32. M. BARANGER, Phys. Rev. 111, 494 (1958)
33. D. VOSSLAMBER, Z. Naturf. 24a, 1458 (1969)

34. J.W. DUFTY, Phys. Rev. 187, 305 (1969)
35. J.W. DUFTY, Phys. Rev. A 2, 534 (1970)
36. R.W. LEE, J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. 12,
1145 (1979)
37. R.L. GREENE, Phys. Rev. A 19, 2002 (1979)
38. H.R. GRIEM, Comments At. Mol. Phys. 4, 75 (1973)
39. J.D. HEY und H.R. GRIEM, Phys. Rev. A 12, 169 (1975)
40. D. VOSLAMBER, Phys. Rev. A 14, 1903 (1976)
41. H.R. GRIEM und J.D. HEY, Phys. Rev. A 14, 1906 (1976)
42. T.L. PITTMAN und D.E. KELLEHER in: Spectral Line Shapes,
ed. B. Wende, p. 165-176, deGruyter, Berlin 1981
43. J. DURAND, Dissertation TH München, veröffentlicht
als Report Max-Planck-Institut MPI/PA/8/62 (1962)
44. H.W. DRAWIN und J. RAMETTE, Z. Naturforsch. 29a,
838 (1974)
45. H.W. DRAWIN und J. RAMETTE, Z. Naturforsch. 33a,
1285 (1978)
46. Firma ORIEL, technische Mitteilungen
47. H. RICHTER, Diplomarbeit Bochum 1980 unveröffentlicht
48. A. PIEL, in: Spectral Line Shapes, ed. B. Wende,
p. 577-589, deGruyter, Berlin 1981
49. P.G.R. KING und G.J. STEWARD, New Scientist 17,
180 (1963)
50. D.E.T.F. ASHBY und D.F. JEPHCOTT,
Appl. Phys. Lett. 3, 13 (1963)
51. H.R. GRIEM, Plasma Spectroscopy, MacGraw Hill,
New York 1964
52. R. MEWE, Brit. J. Appl. Phys. 18, 107 (1967)

53. W. FINKELBURG und H. MAECKER, in: Handbuch der Physik, Vol. XXII, ed. S. Flügge, p. 254-444, Springer, Berlin 1956
54. C. CANDLER, Atomic Spectra, Hilger and Watts Ltd., London 1964
55. R.W. LEE, Phys. Lett. 71A, 224 (1979)
56. R. LEITNER, Acta Physica Austriaca 49, 153 (1978)
57. H. EHRLICH und D.E. KELLEHER, Phys. Rev. A 17, 1686 (1978)

Lebenslauf

Am 17.2.1955 wurde ich als zweites Kind des damaligen Grubensteigers Gerhard Slupek und dessen Ehefrau Irene, geb. Huhn, in Bochum geboren.

Von 1961 bis 1965 besuchte ich die Volksschule und wechselte dann zum Bochumer Goethe-Gymnasium über, wo ich 1973 das Abitur ablegte. Nach einer zweijährigen Dienstzeit bei der Bundeswehr begann ich 1975 mit dem Studium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum, welches ich 1981 mit der Diplomprüfung abschloß.

Seit dem 1.8.1981 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentalphysik II der Ruhr-Universität Bochum beschäftigt.

D. GRÄBNER

Dissertations- u. Offsetdruckerei

Gotenstraße 3

8602 Altendorf bei Bamberg

Telefon 09545 / 8791

